

Messung des Spinkorrelationskoeffizienten
 $A_{yy}(90^\circ)$ bei elastischer $(\vec{p}, \vec{p})$ - Streuung
bei 9.57 MeV

von
Horst Obermeyer
aus
Nürnberg

1980 № 298

Messung des Korrelationskoeffizienten

Apr. 1907 (Korrespondenz) (p. 17) - Streuung

— 26. 11. 17. 18. 19.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

Messung des Spinkorrelationskoeffizienten
 $A_{yy}(90^\circ)$ bei elastischer $(\vec{p}, \vec{p})$ - Streuung
bei 9.57 MeV

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten

der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Horst Obermeyer

aus

Nürnberg

Als Dissertation

genehmigt von den

Naturwissenschaftlichen Fakultäten der
Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:

19. Mai 1980



Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr. H. Wegener

Erstberichterstatte r : Prof. Dr. H. Kuiper

Zweitberichterstatte r : Prof. Dr. E. Finckh

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. <u>Einführung</u>	1
2. <u>Der Wirkungsquerschnitt der elastischen</u> <u>$(\vec{p}, \vec{p})$-Streuung - Meßverfahren für die</u> <u>Spinkorrelationskoeffizienten A_{xx} und A_{yy}</u>	3
2.1 Koordinatensystem	3
2.2 Beschreibung von Strahl- und Targetpolarisation	4
2.3 Der Wirkungsquerschnitt - Definition der Spinkorrelationskoeffizienten	5
2.4 Meßverfahren zur Bestimmung von A_{yy} und A_{xx}	8
3. <u>Zusammenhang der Observablen mit den Elementen der M-Matrix und den Streuphasen (Potentialanteilen der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung)</u>	12
3.1 Die Standard-Streumatrix	12
3.2 Darstellung der Observablen durch die Streuamplituden	17
3.3 Zusammenhang der Streuamplituden mit den Streuphasen	19
3.4 Näherung im Niederenergiegebiet durch die S,P,D - Streuphasen	23
3.5 Zusammenhang der P-Streuphasen mit den Potentialanteilen der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung	27
4. <u>Beschreibung des Experiments</u>	34
4.1 Der polarisierte Protonenstrahl	38
4.2 Das polarisierte Protonentarget	40
4.3 Strahlenschäden	45
4.4 Teilchennachweis	46

	Seite
5. <u>Ergebnisse</u>	51
5.1 Korrektur der Strahlasymmetrien	51
5.2 Korrektur der Dosisabhängigkeit von γ	55
5.3 Bestimmung von A_{yy}	59
6. <u>Diskussion</u>	62
6.1 Vergleich mit Potentialmodellen	62
6.2 Streuphasenanalyse	64
7. <u>Ausblick</u>	69
8. <u>Literaturverzeichnis</u>	70

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit wurde am polarisierten Protonentarget des Erlanger EN - Tandembeschleunigers durchgeführt. Das polarisierte Target zeichnet sich dadurch aus, daß es Streuexperimente mit polarisierten Protonen bei Einschußenergien um 10 MeV ermöglicht.

Ziel dieser Arbeit war es, die Komponente A_{yy} des Spinkorrelationstensors für Proton - Proton Streuung bei einem Schwerpunktswinkel $\Theta_{cm} = 90^\circ$ zu messen. Die mittlere Streuenergie betrug $E_{lab} = 9.57 \pm 0.11$ MeV. Aus den Messungen wurde für den Spinkorrelationskoeffizienten A_{yy} der Wert

$$A_{yy}(90^\circ, 9.57 \text{ MeV}) = -0.978 \pm 0.012$$

ermittelt. Dieses Ergebnis befindet sich im Rahmen des Fehlers in Übereinstimmung mit den aus verschiedenen Nukleon - Nukleon Potentialmodellen berechneten Werten und der Vorhersage aus modellunabhängigen Streuphasensätzen.

Eine Streuphasenanalyse von Wirkungsquerschnittsmessungen (Hegland ^{1,2}), Analysierstärkeexperimenten (Hutton et al. ³) und des in dieser Arbeit bestimmten Wertes für A_{yy} wurde bei der Energie 9.92 MeV durchgeführt. Ihre Ergebnisse

$$\Delta_C = -0.033 \pm 0.029^\circ \qquad \Delta_{LS} = 0.336 \pm 0.034^\circ$$

$$\Delta_T = -0.843 \pm 0.021^\circ$$

bestätigen im Rahmen des Fehlers den Phasensatz von Hutton et al. ³), der als derzeit bester bei dieser Energie angesehen wird.

1. Einführung

Es wurde von Haeberli ⁴⁾ und früher von Sher, Signell und Heller ⁵⁾ darauf hingewiesen, daß neue Experimente zur Bestimmung der Nukleon - Nukleon Wechselwirkung im Niederenergiegebiet weiterhin von beträchtlichem Interesse sind. Eine Analyse der vorliegenden experimentellen Daten im Energiebereich unter 20 MeV zeigt nämlich, daß nur wenige und zum Teil widersprüchliche Messungen vorliegen, so daß unsere Kenntnis über die Nukleon - Nukleon Wechselwirkung in diesem Energiebereich im wesentlichen auf Extrapolationen von höheren Energien her beruht. Die Proton - Proton Streuung ist zur Zeit eines der besten Mittel zur Untersuchung der Nukleon - Nukleon Wechselwirkung, da die Genauigkeit der Experimente mit Protonen erheblich höher ist als die Genauigkeit von Experimenten mit Neutronen.

In diesem einfachen System zweier stark wechselwirkender Teilchen dominiert für Einschüßenergien $E_{lab} \leq 15$ MeV die S - Wellen Streuung (rel. Bahndrehimpuls $l = 0$). Der Beitrag der P - Wellen (rel. Bahndrehimpuls $l = 1$) hat nahezu keinen Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt und kann demnach daraus nicht bestimmt werden. Nun ist aber gerade die P - Wellen Streuung mit entscheidend für das Verständnis von der Natur der Kernkräfte, deren langreichweitiger Anteil nach Yukawa über den Austausch eines π - Mesons erklärt wird. Dieser Pionenaustausch hat wiederum eine Tensorkraft zur Folge, die eine Aufspaltung der 3P - Wellen bewirkt.

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der 3P - Wellen Aufspaltung ist die Messung der Analysierstärke des p-p Systems ⁶⁾. Solche Experimente wurden in jüngster Zeit mit hoher Präzision durchgeführt (Bittner et al. ⁷⁾ bei 6.14 MeV, Hutton et al. ³⁾ bei 10 MeV und Lovoi et al ⁸⁾ bei 16 MeV). Eine an diese Experimente anschließende Streuphasenanalyse erlaubt die Extraktion der 3P - Wellen Aufspaltung aus den gemessenen Daten.

Direkten Aufschluß über die 3P - Wellen Aufspaltung bietet dagegen eine Messung der Spinkorrelationskoeffizienten A_{xx} und A_{yy} . Man gewinnt diese Parameter aus Spinkorrelationsmessungen

(Korrelation im Eingangskanal) am p-p System, wenn man polarisierte Protonen an polarisierten Protonen streut, also Experimente des Typs ${}^1\overline{H} (\vec{p}, p)$ durchführt.

In dieser Arbeit wird das Experiment zur Bestimmung von A_{yy} beschrieben. Dabei wird zunächst eine Definition der Spinkorrelationskoeffizienten mit Hilfe der M - Matrix gegeben und aus dem Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt das prinzipielle Meßverfahren zur Bestimmung der Größen A_{xx} und A_{yy} abgeleitet. Dann wird der oben erwähnte direkte Zusammenhang zwischen diesen Größen und der 3P - Wellen Aufspaltung aus der Darstellung der Elemente der M - Matrix durch die Streuphasen für das p-p System hergeleitet. Nach einer Beschreibung des Experiments und der Bestimmung des Wertes für A_{yy} aus den Meßdaten wird das Ergebnis mit Streuphasensätzen der Multienergieanalyse von Arndt et al. ⁹⁾ und der Einzelenergieanalyse von Hutton et al. ³⁾ und den Vorhersagen neuerer theoretischer Ansätze für die Nukleon - Nukleon Wechselwirkung verglichen.

2. Der Wirkungsquerschnitt der elastischen ($\vec{p}$, $\vec{p}$)-Streuung - Meßverfahren für die Spinkorrelationskoeffizienten A_{xx} und A_{yy}

2.1 Koordinatensystem

Um formal die Ergebnisse eines Spinkorrelationsexperimentes (Korrelation im Eingangskanal) der Spinstruktur $\overline{1/2} + \overline{1/2} \rightarrow 1/2 + 1/2$ zu beschreiben, ist es meist üblich, Target- und Strahlpolarisation in einem Koordinatensystem, dem sogenannten Projektil - Helizitätssystem ¹⁰⁾ darzustellen. Es ist in Übereinstimmung mit der Madison Konvention ¹¹⁾ definiert durch folgende Wahl der Koordinatenachsen (x,y,z): z - Achse

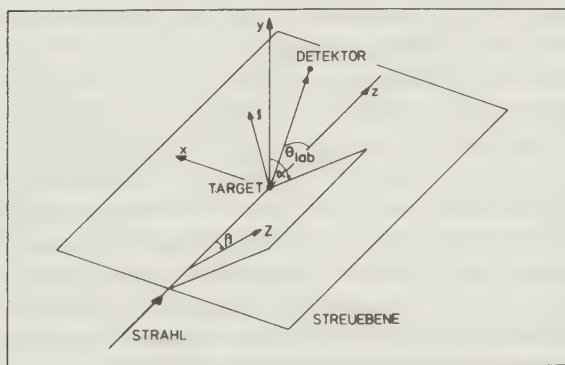


Abb. 1: Orientierung der Symmetrieachse des Strahls $\vec{z}$ und des Targets $\vec{z}$ im Projektil - Helizitätssystem (x,y,z). β ist der Winkel zwischen Strahlrichtung z und Spinsymmetrieachse des Strahls $\vec{z}$. Eine Drehung um $-\alpha$ um die z - Achse bringt $\vec{z}$ in die yz - Ebene.

parallel zum Impuls $\vec{k}_{in}$ des einlaufenden Teilchens; y - Achse längs $\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$, wobei $\vec{k}_{out}$ der Impuls des auslaufenden (hier

elastisch gestreuten) Teilchens ist; die x - Achse so, daß sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt. Es wird in diesem Kapitel als Laborsystem verwendet (vgl. Abb. 1).

2.2 Beschreibung von Strahl- und Targetpolarisation

Jedes polarisierte Spin-1/2 System besitzt Achsialsymmetrie mit der Polarisationsrichtung als Symmetrieachse. Bei einem polarisierten Teilchenstrahl aus einer Ionenquelle ist diese Symmetrieachse $\vec{Z}$ durch die Richtung des homogenen Magnetfeldes im Ionisierer der Quelle festgelegt und fällt mit der Bewegungsrichtung der polarisierten Ionen zusammen. Man kann den achsensymmetrischen Polarisationszustand durch eine inkohärente Überlagerung von N_+ Teilchen, deren Spin längs $+\vec{Z}$, und N_- Teilchen, deren Spin längs $-\vec{Z}$ weist, beschreiben. Der Strahl hat dann nach dem Ionisierer den Polarisationsgrad $p_Z = \langle \sigma_Z \rangle = N_+ - N_-$. Ausführlich ist dies z.B. in Ref. ¹²⁾ diskutiert.

Nach dem Durchgang durch die spindrehenden Elemente der Quelle (Wienfilter, Solenoid) und durch das Strahlführungssystem des EN - Tandembeschleunigers zeigt die Symmetrieachse $\vec{Z}$ des Spin-1/2 Systems des Strahls im allgemeinen nicht mehr in Strahlrichtung. Sie wird vielmehr einen Winkel β mit der z - Achse des Projektil-Helizitätssystems und ihre Projektion in die xy - Ebene einen Winkel α mit dessen y - Achse einschließen (vgl. Abb. 1). Durch Darstellung von $\vec{Z}$ im (x,y,z) - System und Multiplikation mit p_Z erhält man so einen Zusammenhang zwischen der in der Quelle erzeugten Polarisation $\vec{p}_Q = (0, 0, p_Z)$ und dem Strahlpolarisationsvektor $\vec{p}_S = (p_x^S, p_y^S, p_z^S)$ im Projektil - Helizitätssystem:

$$\begin{aligned} p_x^S &= - p_Z \cdot \sin\beta \cdot \sin\alpha \\ p_y^S &= p_Z \cdot \sin\beta \cdot \cos\alpha \\ p_z^S &= p_Z \cdot \cos\beta \end{aligned} \quad (2.1)$$

Mit Wienfilter und Solenoid sind α und β veränderbar, so daß im Prinzip jede gewünschte Stellung des Strahlpolarisationsvektors $\vec{p}_S$ im Projektil - Helizitätssystem erreicht werden kann. Eine Einschränkung ergibt sich nur durch die bei den eingesetzten Geräten maximal möglichen elektrischen und magnetischen Felder. Dabei ist zu beachten, daß im allgemeinen α und β nicht entkoppelt sind, d.h. eine Änderung von β (z.B. mit dem Wienfilter) bewirkt gleichzeitig eine Änderung des Winkels α und umgekehrt. Genaueres hierüber findet man in Ref.,¹³⁾.

Analog zur Strahlpolarisation besitzt auch das Spin-1/2 Ensemble des polarisierten Protonentargets Achsialsymmetrie. Hier ist die Symmetrieachse $\vec{\xi}$ festgelegt durch die Richtung des homogenen Magnetfelds am Targetort, das für den Polarisationsmechanismus unabdingbar ist.

2.3 Der Wirkungsquerschnitt - Definition der Spinkorrelationskoeffizienten

Der Wirkungsquerschnitt $I(\theta)$ ist allgemein gegeben durch¹⁰⁾:

$$I(\theta) = \text{Sp } \rho_f = \text{Sp } M \rho_i M^+ \quad (2.2)$$

wobei ρ_i die Dichtematrix im Eingangskanal ist (auf $\text{Sp } \rho_i = 1$ normiert), ρ_f die Dichtematrix des Ausgangskanals darstellt und M die Streumatrix für die elastische Proton - Proton Streuung darstellt. ρ_i gewinnt man aus dem direkten Produkt $\rho_i = \rho_S \otimes \rho_T$ der Dichtematrizen von Strahl ρ_S und Target ρ_T ¹⁴⁾:

$$\begin{aligned} \rho_S &= \frac{1}{2} \left(1_2 + \sum_j p_j^S \cdot \sigma_j^S \right) \\ \rho_T &= \frac{1}{2} \left(1_2 + \sum_j p_j^T \cdot \sigma_j^T \right) \end{aligned} \quad j = x, y, z \quad (2.3)$$

Hierbei ist 1_2 die 2x2 Einheitsmatrix, σ_j sind die Pauli -

Spinmatrizen und p_j die Erwartungswerte der Spinoperatoren σ_j : $p_j = \langle \sigma_j \rangle$. Der Index S bzw. T gibt an, daß sich die jeweilige Größe auf den Strahl bzw. das Target bezieht. Setzt man die Beziehungen (2.3) in (2.2) ein, so erhält man den allgemeinsten Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt im Projektion-Helizitätssystem ($j, k = x, y, z$):

$$I(\theta) = I_0(\theta) \cdot \left\{ 1 + \sum_j p_j^S A_j^S(\theta) + \sum_j p_j^T A_j^T(\theta) + \sum_{j,k} p_j^S p_k^T A_{jk}^{ST}(\theta) \right\} \quad (2.4)$$

Dabei wurden folgende Abkürzungen gewählt:

- unpolarisierter Wirkungsquerschnitt $I_0(\theta)$:

$$I_0(\theta) = \frac{1}{4} \text{Sp } M M^+ \quad (2.5)$$

- Analysierstärken $A_j(\theta)$ (polarisierter Strahl auf unpolarisiertes Target):

$$A_j(\theta) = \frac{\text{Sp } M (\sigma_j^S \equiv 1_2) M^+}{\text{Sp } M M^+} \quad (2.6)$$

- Analysierstärken $A_j^T(\theta)$ (unpolarisierter Strahl auf polarisiertes Target):

$$A_j^T(\theta) = \frac{\text{Sp } M (1_2 \equiv \sigma_j^T) M^+}{\text{Sp } M M^+} \quad (2.7)$$

- Spinkorrelationskoeffizienten $A_{jk}(\theta)$ (Korrelation im Eingangskanal):

$$A_{jk}(\theta) = \frac{\text{Sp } M (\sigma_j^S \equiv \sigma_k^T) M^+}{\text{Sp } M M^+} \quad (2.8)$$

Fordert man für den Wirkungsquerschnitt Paritätserhaltung und Invarianz gegenüber Zeitumkehr - Regeln für die Untersuchung findet man z.B. bei G.G. Ohlsen ¹⁰⁾ - , so reduziert sich der Ausdruck (2.4) zu:

$$\begin{aligned}
 I(\theta) = I_0(\theta) \cdot \{ & 1 + (p_Y^S + p_Y^T) \cdot A_Y(\theta) + p_X^S p_X^T A_{XX}(\theta) \\
 & + p_Y^S p_Y^T A_{YY}(\theta) + p_Z^S p_Z^T A_{ZZ}(\theta) \\
 & + (p_X^S p_Z^T + p_Z^S p_X^T) A_{ZX}(\theta) \}
 \end{aligned} \quad (2.9)$$

Nehmen wir nun an, daß wir den Detektor um einen Winkel ϕ um die z - Achse des Systems (x,y,z) rotieren lassen, wobei die Strahl- und Targetpolarisationsvektoren im Raum festgehalten

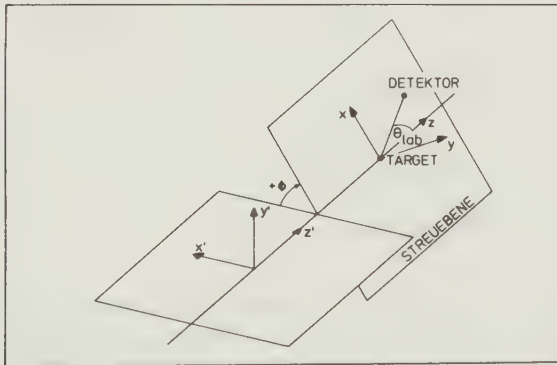


Abb. 2: Zusammenhang zwischen dem Projektil - Helizitätssystem (x,y,z) und dem Koordinatensystem (x',y',z'), in dem die Polarisationen beschrieben werden. Die Analysierstärken und Spinkorrelationskoeffizienten beziehen sich auf das System (x,y,z). Beide Systeme sind identisch für Streuung nach links ($\phi = 0$).

werden sollen (siehe Abb. 2). Nach der Drehung werden die Polarisationen des Strahls und des Targets verschieden sein, weil in Hinblick auf die Streuebene tatsächlich die Spinsysteme um einen Winkel $= \phi$ um die z - Achse gedreht wurden. Die Polarisationen im gestrichenen System ($=$ System vor der Drehung) hängen mit denen im gedrehten System über:

$$\begin{aligned} p_x &= p_x \cos \phi - p_y \sin \phi \\ p_y &= p_x \sin \phi + p_y \cos \phi \\ p_z &= p_z \end{aligned} \quad (2.10)$$

zusammen. Setzt man dies in (2.9) ein, so erhält man unter den Forderungen von Paritätserhaltung und Zeitumkehrinvarianz den Wirkungsquerschnitt für elastische $(\vec{p}, \vec{p})$ - Streuung mit expliziter ϕ - Abhängigkeit:

$$\begin{aligned} I(\theta, \phi) = I_0(\theta) \cdot \{ & 1 + (p_x^S + p_x^T) \cdot A_Y(\theta) \cdot \sin \phi + \\ & (p_y^S + p_y^T) \cdot A_Y(\theta) \cos \phi + \\ & (p_x^S \cos \phi - p_y^S \sin \phi) \cdot (p_x^T \cos \phi - p_y^T \sin \phi) \cdot A_{xx}(\theta) + \\ & (p_x^S \sin \phi + p_y^S \cos \phi) \cdot (p_x^T \sin \phi + p_y^T \cos \phi) \cdot A_{yy}(\theta) + \\ & p_z^S \cdot (p_x^T \cos \phi - p_y^T \sin \phi) \cdot A_{zx}(\theta) + \\ & p_z^S p_z^T A_{zz}(\theta) \} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Die ϕ - Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts legt nun ein Meßverfahren nahe, das es gestattet, in einem Experiment A_{yy} und A_{xx} gleichzeitig zu messen.

2.4 Meßverfahren zur Bestimmung von A_{yy} und A_{xx}

Wie vorher erwähnt, fällt die Richtung der Targetpolarisation mit der Richtung des homogenen Magnetfelds am Targetort zusammen. Aus konstruktiven Gründen steht dieses Feld senkrecht auf der Strahlachse und weist in y' - Richtung (identisch

mit y für $\phi = 0$). Im System (x', y', z') (vgl. Abb. 2) läßt sich also die Targetpolarisation durch den Vektor $\vec{p}_T = (0, p_T, 0)$ darstellen.

Durch geeignete Einstellung von Wienfilter und Solenoid kann man erreichen, daß ebenfalls nur die Strahlpolarisationskomponente p_y^S , von Null verschieden ist. Dieser Fall wird realisiert (vgl. Gl. (2.1) und Abb. 1) für $\alpha = 0$ und $\beta = \pi/2$.

(Zugehörige Quellenparameter für das Strahlrohr in TH Süd: Wienfilterstrom $I_W = + 0.35 \text{ Sktl} = 0.175 \text{ A}$ und Solenoidstrom $I_S = + 12 \text{ A}^{15,16}$).

Wählt man darüber hinaus als Streuwinkel im Laborsystem $\theta = 45^\circ$ (entspricht einem Schwerpunktswinkel $\theta_{cm} = 90^\circ$), so verschwindet wegen der Identität der Teilchen die Vektoranalysierstärke $A_Y(\theta_{lab} = 45^\circ)$. Damit hat man schließlich für den Wirkungsquerschnitt im Projektil - Helizitätssystem:

$$I(45^\circ, \phi) = I_0(45^\circ) \cdot \{1 + p_Z p_T \sin^2 \phi A_{xx}(45^\circ) + p_Z p_T \cos^2 \phi A_{yy}(45^\circ)\} \quad (2.12)$$

Setzt man nun (vgl. Abb. 3) je einen Detektor unter $\theta_{lab} = 45^\circ$ in der xz - Ebene ($\phi = 0$) und in der yz - Ebene ($\phi = \pi/2$) ein und polarisiert den Strahl wechselweise längs der $+y'$ - Richtung ($\uparrow$) und $-y'$ - Richtung ($\downarrow$) bei im Raum festgehaltener Targetpolarisation, so lassen sich aus den Zählraten für den linken Detektor L ($\phi = 0$) und für den Detektor oben O ($\phi = \pi/2$) folgende Asymmetrieverhältnisse bilden:

$$\begin{aligned} \epsilon_{yy} &= \frac{I(45^\circ, 0^\circ)_\uparrow - I(45^\circ, 0^\circ)_\downarrow}{I(45^\circ, 0^\circ)_\uparrow + I(45^\circ, 0^\circ)_\downarrow} = p_Z p_T A_{yy}(45^\circ) \\ \epsilon_{xx} &= \frac{I(45^\circ, 90^\circ)_\uparrow - I(45^\circ, 90^\circ)_\downarrow}{I(45^\circ, 90^\circ)_\uparrow + I(45^\circ, 90^\circ)_\downarrow} = p_Z p_T A_{xx}(45^\circ) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Um die "echten" p-p Ereignisse möglichst frei von Untergrund

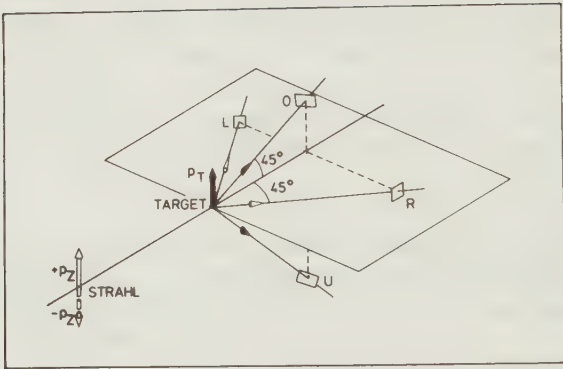


Abb. 3: Anordnung zur gleichzeitigen Messung von A_{yy} und A_{xx} . Die Detektoren links (L) und rechts (R) der Strahlrichtung messen A_{yy} , die Detektoren oben (O) und unten (U) messen A_{xx} (siehe auch Text).

nachzuweisen, werden die Zählraten aus einer Koinzidenzschaltung zwischen dem linken Detektor (bzw Detektor oben) und einem wegen der Identität der Teilchen symmetrisch zur Strahlachse aufgestellten rechten Detektor R (bzw Detektor unten U) bestimmt (siehe Abb. 3).

Analog zu Herleitung der Asymmetrien (2.13) erhält man für die Spinumschaltung polarisiert (†) - unpolarisiert (o) die Asymmetrieverhältnisse:

$$\epsilon_{yy}(45^\circ) = \frac{I(45^\circ, 0^\circ)_\uparrow - I(45^\circ, 0^\circ)_\circ}{I(45^\circ, 0^\circ)_\circ} = p_Z p_T A_{yy}(45^\circ) \quad (2.14)$$

$$\epsilon_{xx}(45^\circ) = \frac{I(45^\circ, 90^\circ)_\uparrow - I(45^\circ, 90^\circ)_\circ}{I(45^\circ, 90^\circ)_\circ} = p_Z p_T A_{xx}(45^\circ)$$

Hierzu noch eine Bemerkung: das Aufstellen eines Detektors unter $\phi = 90^\circ$ entspricht einer Drehung der Streuebene um 90° (vgl. Abb. 2). Hält man, wie vorher erwähnt, während der Drehung Strahl- und Targetpolarisation, die beide parallel zur y -Achse des Systems stehen, fest, so liegen sie nach der Drehung längs der x -Achse des gedrehten Systems. Man hat also den Übergang $p_y^S \rightarrow p_x^S$ und $p_y^T \rightarrow p_x^T$ vollzogen, der nach Gl. (2.9) die Messung von A_{xx} zuläßt.

Aus den Zählratenasymmetrien (2.13) und (2.14) ergibt sich unmittelbar als Forderung an das Experiment: um den Spinkorrelationskoeffizienten A_{yy} messen zu können, muß man in der Lage sein, sowohl die Zählratenasymmetrie ϵ_{yy} als auch Strahl- und Targetpolarisation zu bestimmen.

Bevor jedoch auf das Experiment zur Bestimmung von A_{yy} näher eingegangen wird, soll die phänomenologische Gestalt der M -Matrix und die Abhängigkeit der Observablen bei Spinkorrelationsexperimenten von den Streuphasen und damit den Potentialanteilen der Nukleon - Nukleon Wechselwirkung diskutiert werden.

3. Zusammenhang der Observablen mit den Elementen der M - Matrix und den Streuphasen (Potentialanteilen der Nukleon - Nukleon Wechselwirkung)

3.1 Die Standard - Streumatrix

Bei der elastischen Streuung eines Teilchens ändern sich im Schwerpunktssystem nur zwei Größen, nämlich seine Richtung und sein Spinzustand. Man kann den Endzustand des Spins $\chi_{c'}^f$, nach der Streuung beschreiben als eine lineare Transformation des Anfangszustandes χ_c^i :

$$\chi_{c'}^f = M_{c',c} \chi_c^i \quad (3.1)$$

Dabei ist $M_{c',c}$ im Falle der elastischen Proton - Proton Streuung eine 4x4 Matrix, die die Transformation vom Eingangs- in den Endzustand vermittelt. Der Index c bzw c' bezieht sich auf die Koordinatensysteme, in denen die Zustände beschrieben werden. Diese Systeme können gleich sein. Im allgemeinen wählt man jedoch zur Beschreibung des Streuprozesses folgende Koordinatensysteme: Für den Anfangszustand das bereits in Kapitel 2 eingeführte Projektil - Helizitätssystem (Achsen c) und für den Endzustand ein analog definiertes Helizitätssystem c'. Dessen z' - Achse liegt parallel zum Impuls des elastisch gestreuten Teilchens $\vec{k}_{out}$, seine y' - Achse längs $\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$ (identisch mit der y - Achse des Projektil - Helizitätssystems) und x' ist wieder so gewählt, daß ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht (vgl. Abb. 4). Das bedeutet, daß man die Matrix $M_{c',c}$ im allgemeinen als Produkt zweier Matrizen schreiben kann:

$$M_{c',c} = R_{c',c} M_{cc} \quad (3.2)$$

Dabei ist $R_{c',c}$ eine passende 4x4 Matrix, die das Koordinatensystem c in das System c' überführt und M_{cc} ist die Streu-

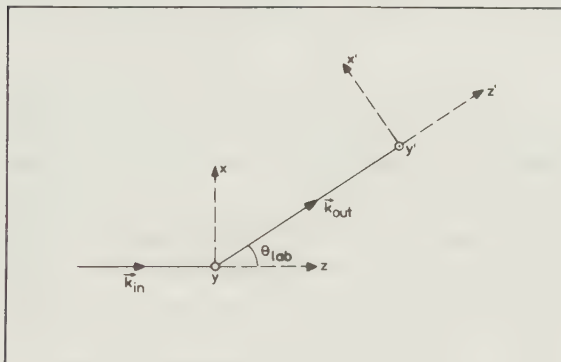


Abb. 4: Die Standardkoordinatensysteme zur Beschreibung einer elastischen Streuung im Laborsystem. Zur Vereinfachung wurden die y - und y' -Achsen parallel zu $\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$ gewählt. Läßt man diese Voraussetzung fallen, so muß eine ϕ - Abhängigkeit in der Standard - Streumatrix berücksichtigt werden (vgl. dazu Robson ²¹⁾).

matrix für die elastische Proton - Proton Streuung.

Zunächst wird die Streumatrix M_{CC} bestimmt. Sie ist im Spinraum der beiden wechselwirkenden Protonen definiert und kann deshalb nach dem direkten Produkt der Pauli-Spinmatrizen $\sigma^S \otimes \sigma^T$ entwickelt werden. Der Index S bezieht sich wieder auf den Strahl, T auf das Target:

$$M_{CC} = \sum M_C^{\mu\nu} (\sigma_\mu^S \otimes \sigma_\nu^T)_C \quad (3.3)$$

Die Entwicklungskoeffizienten $M_C^{\mu\nu}$ und die Komponenten von $\vec{\sigma}^S$ bzw. $\vec{\sigma}^T$ sind dabei an das Koordinatensystem c gebunden.

Zur Entwicklung der Streumatrix führt man gewöhnlich ein Schwerpunktssystem ein (nicht identisch mit c), das durch das Triplet der orthogonalen Einheitsvektoren

$$\vec{M} = \frac{\vec{k}_{out} - \vec{k}_{in}}{|\vec{k}_{out} - \vec{k}_{in}|} \quad \vec{N} = \frac{\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}|} \quad \vec{K} = \frac{\vec{k}_{in} + \vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{in} + \vec{k}_{out}|} \quad (3.4)$$

festgelegt ist und führt dann den Übergang ins System c durch. Das (M,N,K) - System eignet sich besonders gut für eine Diskussion der Symmetrien, denen der Streuprozess unterworfen ist.

Fordert man für die elastische Nukleon - Nukleon Streuung Rotationsinvarianz, Erhaltung der Parität und Invarianz gegenüber Zeitumkehr, so erhält man für die Entwicklung der M - Matrix (3.3) die allgemeine Form ¹⁷⁾:

$$\begin{aligned} M = & a + b (\vec{\sigma}_S \cdot \vec{N} - \vec{\sigma}_T \cdot \vec{N}) + c (\vec{\sigma}_S \cdot \vec{N} + \vec{\sigma}_T \cdot \vec{N}) \\ & + m (\vec{\sigma}_S \cdot \vec{N})(\vec{\sigma}_T \cdot \vec{N}) + g \{ (\vec{\sigma}_S \cdot \vec{K})(\vec{\sigma}_T \cdot \vec{K}) + (\vec{\sigma}_S \cdot \vec{M})(\vec{\sigma}_T \cdot \vec{M}) \} \\ & + h \{ (\vec{\sigma}_S \cdot \vec{K})(\vec{\sigma}_T \cdot \vec{K}) - (\vec{\sigma}_S \cdot \vec{M})(\vec{\sigma}_T \cdot \vec{M}) \} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Die Entwicklungskoeffizienten sind komplexe Funktionen der Energie und des Streuwinkels. Im Falle der Proton - Proton Streuung, bei identischen Teilchen also, ist b = 0, da die M - Matrix invariant gegen Teilchenvertauschung sein muß.

Andere mögliche Darstellungen der M - Matrix wurden z.B. von Wolfenstein et al. ¹⁸⁾, G.G.Ohlsen ¹⁰⁾, Moravcsik ¹⁹⁾ und Schumacher et al. ²⁰⁾ gegeben. Die komplexen Amplituden der einzelnen Darstellungen lassen sich ineinander umrechnen.

Den Übergang vom (M,N,K) - System in das Projektil - Helizitätssystem c (Schwerpunktsystem) erhält man durch die Darstellung der Einheitsvektoren $\vec{M}$, $\vec{N}$ und $\vec{K}$ bezüglich der Achsen c:

$$\begin{aligned}\vec{M}_c &= (\cos\frac{\theta}{2}, 0, -\sin\frac{\theta}{2}) \\ \vec{N}_c &= (0, 1, 0) \\ \vec{K}_c &= (\sin\frac{\theta}{2}, 0, \cos\frac{\theta}{2})\end{aligned}\quad (3.6)$$

θ ist dabei der Streuwinkel im Schwerpunktsystem. Damit ergibt sich für die phänomenologische Gestalt der Streumatrix nach Einsetzen von (3.6) in (3.5):

$$M_{cc} = \begin{pmatrix} A & B & B & C \\ D & E & F & -D \\ D & F & E & -D \\ C & -B & -B & A \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

wobei gilt:

$$\begin{aligned}A &= a + g + h \cdot \cos\theta & C &= -m + g - h \cdot \cos\theta \\ B &= -ic + h \cdot \sin\theta & E &= a - g - h \cdot \cos\theta \\ F &= m + g - h \cdot \cos\theta\end{aligned}$$

und:

$$D = ic + h \cdot \sin\theta = \frac{1}{2} \cdot \tan\theta \cdot (A - C - E - F) - B$$

Es bleibt nun noch die Bestimmung der Matrix $R_{c',c}$, die den Übergang vom Projektil - Helizitätssystem c in das Helizitätssystem c' des Ejektils vermittelt. Sie ist, wenn c und c' Laborkoordinaten sind, gegeben durch das direkte Produkt der beiden Drehmatrizen $D^{1/2}(0, \theta_{lab}, 0)$ ²¹⁾:

$$R_{c',c} = D^{1/2}(0, \theta_{lab}, 0)^+ \cdot D^{1/2}(0, \theta_{lab}, 0)^+ =$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \cos\theta & \sin\theta & \sin\theta & 1 - \cos\theta \\ -\sin\theta & 1 + \cos\theta & \cos\theta - 1 & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta - 1 & 1 + \cos\theta & \sin\theta \\ 1 - \cos\theta & -\sin\theta & -\sin\theta & 1 + \cos\theta \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Dabei wurde $\theta = \theta_{cm} = 2\theta_{lab}$ verwendet. Multiplikation von (3.8) mit (3.7) liefert die sogenannte Standard - Streumatrix $M_{c'c}$ für die elastische Proton - Proton Streuung:

$$M_{c'c} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \tilde{A} & \tilde{B} & \tilde{B} & \tilde{C} \\ -\tilde{B} & \tilde{E} & \tilde{F} & \tilde{B} \\ -\tilde{B} & \tilde{F} & \tilde{E} & \tilde{B} \\ \tilde{C} & -\tilde{B} & -\tilde{B} & \tilde{A} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

wobei für die Streuamplituden $\tilde{A}$, $\tilde{B}$, $\tilde{C}$, $\tilde{E}$, $\tilde{F}$ gilt:

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= A(1 + \cos\theta) + C(1 - \cos\theta) + 2D\sin\theta \\ &= a + 2g + 2h - m + 2ics\sin\theta + (a - m)\cos\theta \\ \tilde{B} &= 2B\cos\theta + (E + F)\sin\theta \\ &= (a + m)\sin\theta - 2ic\cos\theta \\ \tilde{C} &= A(1 - \cos\theta) + C(1 + \cos\theta) - 2D\sin\theta \\ &= a + 2g - 2h - m - 2ics\sin\theta - (a + m)\cos\theta \\ \tilde{E} &= -2B\sin\theta + E(1 + \cos\theta) - F(1 - \cos\theta) \\ &= a - 2g - 2h - m + 2ics\sin\theta + (a + m)\cos\theta \\ \tilde{F} &= -2B\sin\theta - E(1 - \cos\theta) + F(1 + \cos\theta) \\ &= -a + 2g - 2h + m + 2ics\sin\theta + (a + m)\cos\theta \end{aligned} \quad (3.10)$$

Die Standard - Streumatrix wurde von Robson ²¹⁾ eingeführt. Sie transformiert für einen bestimmten Streuprozess die Eingangsdichtematrix ρ_c^i , die relativ zu einem Laborsystem c

definiert ist, dessen z - Achse längs der Richtung des einfallenden Strahls liegt, in eine Ausgangsdichtematrix

$$\rho_{c'}^f = M_{c'c} \rho_c^i M_{c'c}^+$$

die in einem Laborsystem c' beschrieben wird, dessen z' - Achse parallel zur Richtung der gestreuten Teilchen liegt und dessen y' - Achse senkrecht auf der Streuebene steht (vgl Gl.(2.2)). Ihr Vorteil liegt darin, daß sie bereits alle notwendigen Drehungen enthält und daß man sich deshalb nur mit den beiden Systemen c und c' zu beschäftigen braucht (vgl. Abb. 4).

3.2 Darstellung der Observablen durch die Streuamplituden

Mit dieser M - Matrix lassen sich nun die bei Spinkorrelationsexperimenten am p - p System auftretenden Observablen unpolarisierter Wirkungsquerschnitt $I_0(\theta)$, Analysierstärke $A(\theta)$ und Spinkorrelationskoeffizienten $A_{xx}(\theta)$, $A_{yy}(\theta)$, $A_{xz}(\theta)$ und $A_{zz}(\theta)$ ausdrücken. Dazu setzt man die Standard - Streumatrix $M_{c'c}$ (3.9) in die jeweiligen Definitionen dieser Observablen (2.5 - 2.8) ein. Die Ergebnisse dieser Rechnungen findet man in Tabelle 1. Eine ausführliche Liste der durch die Elemente der M - Matrix dargestellten möglichen Observablen bei Proton - Proton Streuung geben z.B. Ohlsen ¹⁰⁾ und Schumacher et al. ²⁰⁾ an.

Die Streuamplituden $\tilde{A}$, $\tilde{B}$, $\tilde{C}$, $\tilde{E}$ und $\tilde{F}$ (bzw a , c , g , h , m) beschreiben die Wechselwirkung des einfallenden Strahls mit den Targetkernen. Verschiedene Modelle für diese Wechselwirkung können entwickelt werden. Die Modellparameter kann man ableiten, indem man die theoretischen Voraussagen für die Streuamplituden mit meßbaren Größen, z.B. Wirkungsquerschnitt, Spinkorrelationskoeffizienten etc. vergleicht.

Um die fünf Streuamplituden und ihre relativen Phasen bei

Tabelle 1

Experimentelle Observable bei $(\vec{p}, \vec{p})$ - Spinkorre-
lationsexperimenten (Korrelation im Eingangskanal),
dargestellt durch die Streuamplituden

Die M - Matrix ist in Abschnitt 3.1 (Gleichung 3.9), die Observablen unpolarisierter Wirkungsquerschnitt I_O , Analysierstärke A und Spinkorrelationskoeffizienten A_{xx} , A_{xz} , A_{yy} und A_{zz} sind in Abschnitt 2.3 definiert. Rotationsinvarianz, Paritätserhaltung und Zeitumkehrinvarianz sind vorausgesetzt.

$$I_O = \frac{1}{8} (|\tilde{A}|^2 + 4|\tilde{B}|^2 + |\tilde{C}|^2 + |\tilde{E}|^2 + |\tilde{F}|^2)$$

$$I_O A = \frac{1}{8} \{ \tilde{B}(\tilde{A}^* - \tilde{C}^* + \tilde{F}^* + \tilde{E}^*) - \tilde{B}^*(\tilde{A} - \tilde{C} + \tilde{F} + \tilde{E}) \}$$

$$= \frac{1}{4} \operatorname{Im} \tilde{B}^*(\tilde{A} - \tilde{C} + \tilde{E} + \tilde{F})$$

$$I_O A_{xx} = \frac{1}{8} (\tilde{A}\tilde{C}^* + \tilde{C}\tilde{A}^* + \tilde{E}\tilde{F}^* + \tilde{F}\tilde{E}^*)$$

$$= \frac{1}{4} (\operatorname{Re} \tilde{A}\tilde{C}^* + \operatorname{Re} \tilde{E}\tilde{F}^*)$$

$$I_O A_{yy} = \frac{1}{8} (4|\tilde{B}|^2 - \tilde{A}\tilde{C}^* - \tilde{C}\tilde{A}^* + \tilde{E}\tilde{F}^* + \tilde{F}\tilde{E}^*)$$

$$= \frac{1}{4} (2|\tilde{B}|^2 - \operatorname{Re} \tilde{A}\tilde{C}^* + \operatorname{Re} \tilde{E}\tilde{F}^*)$$

$$I_O A_{zz} = \frac{1}{8} (|\tilde{A}|^2 + |\tilde{C}|^2 - |\tilde{E}|^2 - |\tilde{F}|^2)$$

$$I_O A_{xz} = \frac{1}{8} \{ \tilde{B}^*(\tilde{A} - \tilde{C} - \tilde{E} - \tilde{F}) + \tilde{B}(\tilde{A}^* - \tilde{C}^* - \tilde{E}^* - \tilde{F}^*) \}$$

$$= \frac{1}{4} \operatorname{Re} \tilde{B}^*(\tilde{A} - \tilde{C} - \tilde{E} - \tilde{F})$$

einer Energie und einem Streuwinkel experimentell zu bestimmen, sind - da eine Phase willkürlich bleibt (= over-all phase) - im Prinzip neun unabhängige Streuexperimente nötig. Schumacher²⁰⁾ weist jedoch darauf hin, daß dies nicht ausreicht, um die M - Matrix eindeutig zu bestimmen. Die Darstellung der Observablen durch die Streuamplituden (vgl. Tabelle 1) zeigt

nämlich, daß alle Ausdrücke bilinear in den Streuamplituden sind. Stehen deshalb nicht mehr als neun experimentelle Ergebnisse bei einer Energie und einem Streuwinkel zur Verfügung, entstehen Mehrdeutigkeiten bei der Rekonstruktion von M aus den experimentellen Daten.

Mißt man dagegen bei einer Energie und allen Streuwinkeln, dann liefern - wie Puzikov ²²⁾ ausführt - die Unitaritätsbeziehungen noch vier Abhängigkeiten zwischen den Streuamplituden, sodaß letztlich 5 unabhängige Experimente ausreichend wären, um die M - Matrix bei einer Energie zu bestimmen.

Es ist nun gewöhnlich sehr schwierig bzw unmöglich, fünf unabhängige Experimente bei einer Energie über den gesamten Winkelbereich durchzuführen. Eine Methode, trotzdem die Streuamplituden aus den experimentellen Daten zu bestimmen, ist die Streuphasenanalyse.

3.3 Zusammenhang der Streuamplituden mit den Streuphasen

Die Herleitung der Beziehung zwischen den Streuphasen und den Streuamplituden für die Nukleon - Nukleon Wechselwirkung wurde detailliert in vielen Arbeiten beschrieben (siehe z.B. MacGregor et al. ¹⁷⁾, H.P.Stapp et al. ²³⁾, J. Raynal ²⁴⁾, N.P.Klepikov ²⁵⁾ und J.L.Gammel, R.M.Thaler ²⁶⁾). Die Ergebnisse solcher Analysen für das Proton - Proton System sollen im Folgenden zusammengefaßt werden durch Angabe des Zusammenhangs zwischen Streuphasen und Streuamplituden. Die Entwicklung der Amplituden nach den Streuphasen wird in einem Koordinatensystem (Schwerpunktsystem) durchgeführt, bei dem die z - Achse längs $\vec{k}_{in}$, die y -Achse längs $\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$ liegt. Dies hat zur Folge, daß der Azimutwinkel $\phi = 0$ ist.

Im Singulett - Zustand von zwei Protonen ist $s = 0$ und der Gesamtdrehimpuls $j = 1$. Dabei ist l der Bahndrehimpuls

einer bestimmten Partialwelle. Für die Triplet - Zustände gilt $j = 1$ oder $j = 1 \pm 1$. Die Singulett - Streuphasen werden im Folgenden mit δ_1 und die Triplet - Streuphasen mit δ_{1j} bezeichnet. Da der Bahndrehimpuls l wegen des Tensor-terms in der Wechselwirkung im Gegensatz zum Gesamtspin s , Gesamtdrehimpuls j und der Parität keine Konstante der Bewegung ist, muß man die Möglichkeit einer Mischung zwischen zwei Zuständen mit verschiedenem l , aber gleichem j und s und gleicher Parität zulassen. Es kann z.B. eine Mischung des 3P_2 - Zustandes mit dem 3F_2 - Zustand oder des 3F_4 - Zustands mit dem 3H_4 - Zustand auftreten. Die Mischung von zwei Zuständen mit gleichem Gesamtdrehimpuls j wird durch den sogenannten Mixingparameter ϵ_j beschrieben, z.B. die $^3P_2 - ^3F_2$ Mischung durch ϵ_2 .

Wie von H.P.Stapp et al. ²³⁾ vorgeschlagen, werden folgende Größen definiert:

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \exp(2i\delta_1) - \exp(2i\phi_1) \\ \alpha_{j\pm 1, j} &= \cos 2\epsilon_j \exp(2i\delta_{j\pm 1, j}) - \exp(2i\phi_{j\pm 1}) \\ \alpha^j &= i \sin 2\epsilon_j \exp i(\delta_{j+1, j} + \delta_{j-1, j})\end{aligned}\quad (3.11)$$

wobei die

$$\phi_1 = \arg \Gamma(1 + 1 + i\eta) \quad (3.12)$$

die Coulombstreuphasen sind und $\eta = ZZe^2/m\hbar^2k$ der übliche Coulombparameter für Ladungen $Ze, Z'e$ und die reduzierte Masse m ist. Führt man noch die nichtrelativistische Coulombstreuamplitude

$$f_C(\theta) = \frac{-\eta}{2k} \operatorname{cosec}^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \exp(-2i\eta \ln \sin(\frac{\theta}{2})) \quad (3.13)$$

ein, so lassen sich die Ergebnisse der Entwicklung der Streu-

Tabelle 2

Streuamplituden als Funktion der Streuphasen für
elastische Proton - Proton Streuung

Die Größen α sind in Gleichung (3.11), die nichtrelativistische Coulombstreuamplitude ist in Gleichung (3.13) definiert. Die α_{1j} für $j < 0$ und α^j für $j \leq 0$ sind Null. $p = \hbar k$ ist der Impuls im Schwerpunktsystem. Die Phasenwahl der assoziierten Legendre - Polynome $P_1^m(\theta)$ ist die von Blatt und Weisskopf²⁸⁾. Die z-Achse (=Quantisierungsachse) liegt längs $\vec{k}_{in}$. Die Entwicklung wurde für $\phi = 0$ vorgenommen.

$$\tilde{A} = M_{11}(1 + \cos\theta) + M_{1-1}(1 - \cos\theta) + \sqrt{2} \cdot M_{01} \sin\theta$$

$$\tilde{B} = \sqrt{2} \cdot M_{10} \cos\theta + M_{00} \sin\theta$$

$$\tilde{C} = M_{11}(1 - \cos\theta) + M_{1-1}(1 + \cos\theta) - \sqrt{2} \cdot M_{01} \sin\theta$$

$$\tilde{E} = -\sqrt{2} \cdot M_{10} \sin\theta + M_{00} \cos\theta + M_{ss}$$

$$\tilde{F} = -\sqrt{2} \cdot M_{10} \sin\theta + M_{00} \cos\theta - M_{ss}$$

wobei:

$$M_{ss} = f_C(\theta) + f_C(\pi - \theta) + \frac{2}{ik} \sum_{1 \text{ gerade}} P_1(\theta) \frac{2l+1}{2} \alpha_1$$

$$M_{11} = f_C(\theta) - f_C(\pi - \theta) + \frac{2}{ik} \sum_{1 \text{ unger.}} P_1(\theta) \left\{ \frac{1+2}{4} \alpha_{1,1+1} + \frac{2l+1}{4} \alpha_{1,1} + \frac{1-1}{4} \alpha_{1,1-1} - \frac{1}{4} [(l+1)(l+2)]^{1/2} \alpha^{l+1} - \frac{1}{4} [(l-1)l]^{1/2} \alpha^{l-1} \right\}$$

$$M_{00} = f_C(\theta) - f_C(\pi - \theta) + \frac{2}{ik} \sum_{1 \text{ unger.}} P_1(\theta) \left\{ \frac{1+1}{2} \alpha_{1,1+1} + \frac{1}{2} \alpha_{1,1-1} + \frac{1}{2} [(l+1)(l+2)]^{1/2} \alpha^{l+1} + \frac{1}{2} [(l-1)l]^{1/2} \alpha^{l-1} \right\}$$

$$M_{01} = \frac{2}{ik} \sum_{1 \text{ unger.}} P_1^1(\theta) \left\{ -\frac{\sqrt{2}}{4} \frac{1+2}{1+1} \alpha_{1,1+1} + \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{21+1}{1(1+1)} \alpha_{1,1} + \right. \\ \left. \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{1-1}{1} \alpha_{1,1-1} + \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{1+2}{1+1} \right)^{1/2} \alpha^{1+1} - \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{1-1}{1} \right)^{1/2} \alpha^{1-1} \right\}$$

$$M_{10} = \frac{2}{ik} \sum_{1 \text{ unger.}} P_1^1(\theta) \left\{ \frac{\sqrt{2}}{4} \alpha_{1,1+1} - \frac{\sqrt{2}}{4} \alpha_{1,1-1} + \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{1+2}{1+1} \right)^{1/2} \alpha^{1+1} - \right. \\ \left. - \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{1-1}{1} \right)^{1/2} \alpha^{1-1} \right\}$$

$$M_{1-1} = \frac{2}{ik} \sum_{1 \text{ unger.}} P_1^2(\theta) \left\{ \frac{1}{4(1+1)} \alpha_{1,1+1} - \frac{21+1}{41(1+1)} \alpha_{1,1} + \right. \\ \left. \frac{1}{41} \alpha_{1,1-1} - \frac{1}{4} [(1+1)(1+2)]^{-1/2} \alpha^{1+1} - \frac{1}{4} [(1-1)1]^{-1/2} \alpha^{1-1} \right\}$$

amplituden nach den Streuphasen durch die in Tabelle 2 aufgeführten Gleichungen zusammenfassen. In obigen Beziehungen ist $p = \hbar k$ der Impuls im Schwerpunktssystem.

Die Streuphasen und Mixingparameter, die in den Gleichungen (3.11) vorkommen, werden "bar phase shifts" genannt. Sie beinhalten sowohl Coulomb- als auch Kern-Streuphasenanteile. Unter der Voraussetzung, daß die Coulombkräfte nur außerhalb des Bereichs der Kernkräfte wirken²³⁾, kann man die beiden Anteile separieren und man erhält die Kernstreuphasen (nuclear bar phase shift) aus den Beziehungen

$$\delta_1^N = \delta_1 - \phi_1 \quad \delta_{1j}^N = \delta_{1j} - \phi_1 \quad \epsilon^N = \epsilon \quad (3.14)$$

Die δ^N sind also die Phasen, die man erhalten würde, wenn nur die Nukleon - Nukleon Wechselwirkung allein vorhanden

wäre. Dies ist ein Vorteil der Verwendung der "bar phase shifts" gegenüber z.B. den Phasen von Blatt und Biedenharn²⁷⁾. Ein weiterer bezieht sich auf den Mixingparameter ϵ . Er ist hier ein Maß für die Nichterhaltung des Bahndrehimpulses und zwar in dem Sinne, daß ein Teilchen, das in den Wechselwirkungsbereich mit einem bestimmten Bahndrehimpuls eintritt, die Wahrscheinlichkeit $\sin^2 2\epsilon$ besitzt, bei dessen Verlassen in einem anderen Bahndrehimpulszustand zu sein.

Tabelle 2 in Verbindung mit Tabelle 1 liefert so eine Relation zwischen den experimentellen Größen I_O , A , A_{xx} , A_{xz} , A_{yy} und A_{zz} und den Kernstreuphasen. Für den Phasensatz von Hutton et al.³⁾ ist eine Winkelverteilung dieser Größen in Abb. 5 dargestellt.

3.4 Näherung im Niederenergiegebiet durch die S,P,D - Streuphasen

Bei kleiner Energie der Projektile ($E_{lab} \approx 10$ MeV) kann man annehmen, daß nur mehr die Streuphasen mit Drehimpulsen $l \leq 2$ in der Nukleon - Nukleon Wechselwirkung eine Rolle spielen. Die Phasen mit $l > 2$ werden ausschließlich vom langreichweitigen Anteil der Kernkraft beeinflusst. Dieser Teil wird gut durch das Ein-Pion-Austausch Potential (one pion exchange potential = OPEP) beschrieben. Das OPEP gestattet es, die Streuphasen mit höherem l zu berechnen und somit deren Beitrag zur Streuphasenanalyse der experimentellen Daten abzuschätzen²⁹⁾.

Es bleiben also im Niederenergiegebiet fünf Streuphasen übrig: die S- und D-Streuphasen (δ_0^N und δ_2^N) und die drei P-Streuphasen δ_{10}^N , δ_{11}^N und δ_{12}^N . Im Folgenden wird der Index N weggelassen.

Um die Abhängigkeit der Observablen von diesen fünf Streuphasen zu untersuchen, macht man folgende Vereinfachungen.

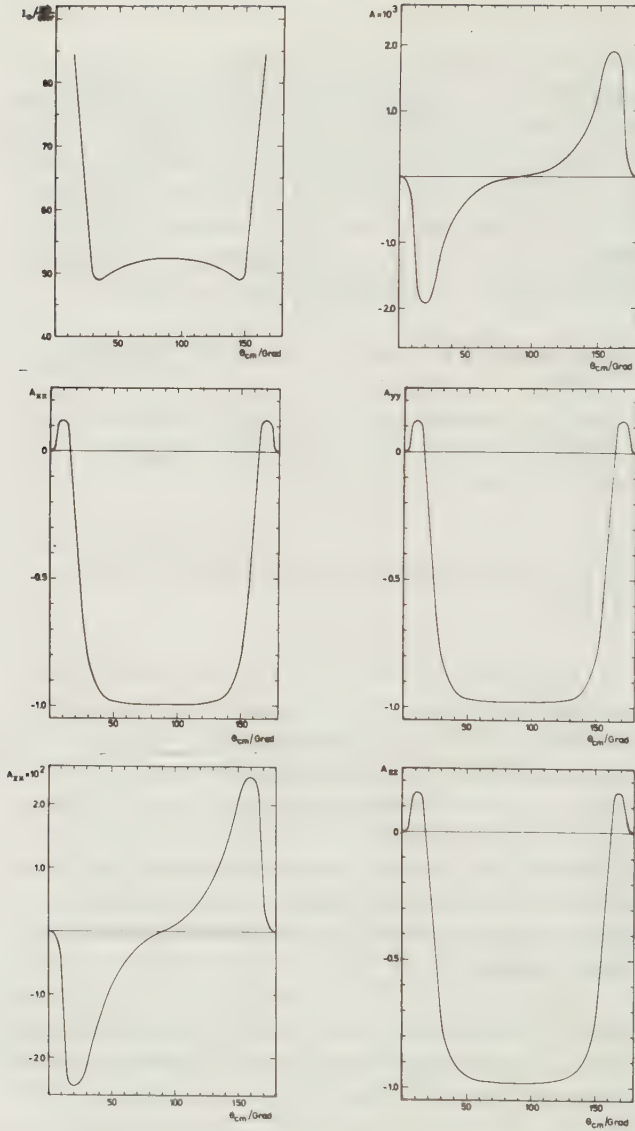


Abb. 5: Winkelverteilungen der Observablen unpolarisierter Wirkungsquerschnitt I_0 , Analysierstärke A , Spinkorrelationskoeffizienten A_{xx}, A_{yy}, A_{xz} und A_{zz} im Schwerpunktssystem bei einer Energie von 10 MeV. Die Phasen stammen von Hutton et al. ³⁾.

Zunächst wird der Beitrag der Streuphasen mit $l > 2$ nicht berücksichtigt. Dies ist im Rahmen dieser Näherung vertretbar, denn OPEP - Rechnungen liefern für eine Einschubenergie $E_{lab} = 10$ MeV für die höheren Streuphasen die Werte $\delta_{32} = 0.014^\circ$, $\delta_{33} = -0.035^\circ$ und $\delta_{34} = 0.001^\circ$ ³⁰⁾. Die darüber liegenden Streuphasen sind von der Größenordnung 10^{-3} Grad. Zu vergleichen sind diese Größen mit den S,P,D - Streuphasen, die z.B. nach Arndt et al. ⁹⁾ die Werte $^1S_0 = 54.94^\circ$, $^3P_0 = 3.52^\circ$, $^3P_1 = -2.01^\circ$, $^3P_2 = 0.66^\circ$, $^1D_2 = 0.17^\circ$ haben.

Weiter wird angenommen, daß die Mischung des 3P_2 - Zustandes mit dem 3F_2 - Zustand vernachlässigbar ist. Der Mixingparameter ϵ_2 , der die $^3P_2 - ^3F_2$ Kopplung beschreibt wird Null gesetzt ($\epsilon_2 = 0$ in Gleichung 3.4).

Unter diesen Bedingungen vereinfachen sich die Streuphasendarstellungen der Streuamplituden $\tilde{A}$, $\tilde{B}$, $\tilde{C}$, $\tilde{E}$ und $\tilde{F}$ aus Tabelle 2 zu:

$$\begin{aligned}
 \tilde{A} &= \{f_C(\theta) - f_C(\pi - \theta)\} \cdot (1 + \cos\theta) + \frac{ie^{2i\phi_1}}{k} \left\{ 3\cos\theta(1 + \cos\theta) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{3}{2}(2\cos^2\theta + \cos\theta - 1)e^{2i\delta_{12}} - \frac{3}{2}(1 + \cos\theta)e^{2i\delta_{11}} \right\} \\
 \tilde{B} &= \{f_C(\theta) - f_C(\pi - \theta)\} \sin\theta + \frac{ie^{2i\phi_1}}{k} 3\sin\theta\cos\theta(1 - e^{2i\delta_{12}}) \\
 \tilde{C} &= \{f_C(\theta) - f_C(\pi - \theta)\} \cdot (1 - \cos\theta) + \frac{ie^{2i\phi_1}}{k} \left\{ 3\cos\theta(1 - \cos\theta) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{3}{2}(2\cos^2\theta - \cos\theta - 1)e^{2i\delta_{12}} + \frac{3}{2}(1 - \cos\theta)e^{2i\delta_{11}} \right\} \\
 \tilde{E} &= \{f_C(\theta) - f_C(\pi - \theta)\} \cos\theta + \frac{ie^{2i\phi_1}}{k} \left\{ 3\cos^2\theta - e^{2i\delta_{10}} - \right. \\
 &\quad \left. (3\cos^2\theta - 1)e^{2i\delta_{12}} \right\} + M_{ss}
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

$$\tilde{F} = \left\{ f_C(\theta) - f_C(\pi - \theta) \right\} \cos \theta + \frac{ie^{2i\phi_1}}{k} \left\{ 3\cos^2 \theta - e^{2i\delta_{10}} - \right. \\ \left. (3\cos^2 \theta - 1)e^{2i\delta_{12}} \right\} - M_{ss}$$

wobei:

$$M_{ss} = f_C(\theta) + f_C(\pi - \theta) + \frac{1}{k} \left\{ e^{2i\phi_0} (1 - e^{2i\delta_0}) + \right. \\ \left. e^{2i\phi_2} (1 - e^{2i\delta_2}) \frac{5}{2} (3\cos^2 \theta - 1) \right\} \quad (3.16)$$

die Singulett - Streuamplitude darstellt. Die Streuphasen sind die nuclear bar phase shifts.

Für $\theta = 90^\circ$ erhält man daraus für die Observablen unpolarisierter Wirkungsquerschnitt I_0 , Analysierstärke A und Spin-korrelationskoeffizienten A_{xx} , A_{yy} , A_{zx} , A_{zz} die Beziehungen

$$4I_0(90^\circ) = |M_{ss}(90^\circ)|^2 - \frac{1}{2k^2} \left\{ 9\cos 2(\delta_{12} - \delta_{11}) + \right. \\ \left. 4\cos 2(\delta_{12} - \delta_{10}) - 13 \right\} \\ 4I_0 A_{xx}(90^\circ) = -|M_{ss}(90^\circ)|^2 + \frac{1}{2k^2} \left\{ 9\cos 2(\delta_{12} - \delta_{11}) - \right. \\ \left. 4\cos 2(\delta_{12} - \delta_{10}) - 5 \right\} \\ 4I_0 A_{yy}(90^\circ) = -|M_{ss}(90^\circ)|^2 - \frac{1}{2k^2} \left\{ 9\cos 2(\delta_{12} - \delta_{11}) + \right. \\ \left. 4\cos 2(\delta_{12} - \delta_{10}) - 13 \right\} \quad (3.17) \\ 4I_0 A_{zz}(90^\circ) = -|M_{ss}(90^\circ)|^2 - \frac{1}{2k^2} \left\{ 9\cos 2(\delta_{12} - \delta_{11}) - \right. \\ \left. 4\cos 2(\delta_{12} - \delta_{10}) - 5 \right\} \\ A(90^\circ) = A_{zx}(90^\circ) = 0$$

wobei

$$M_{ss}(90^\circ) = 2f_C(90^\circ) + \frac{i}{k} \left\{ e^{2i\phi_0} (1 - e^{2i\delta_0}) - \frac{5}{2} e^{2i\phi_2} (1 - e^{2i\delta_2}) \right\}$$

Diese Beziehungen sind identisch mit den von J. Raynal ²⁴⁾ abgeleiteten Ausdrücken.

3.5 Zusammenhang der P-Streuphasen mit den Potentialanteilen der Nukleon - Nukleon Wechselwirkung

Okubo und Marshak ³¹⁾ haben gezeigt, daß die üblicherweise geforderten Invarianzen der starken Wechselwirkung die möglichen Darstellungen für Nukleon - Nukleon Potentiale auf die Form:

$$\begin{aligned} V(r, \sigma_1, \sigma_2) = & V_C(r) + V_{ss}(r) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_T(r) S_{12} + \\ & V_{LS}(r) \vec{L} \cdot \vec{S} + V_Q(r) Q_{12} + \\ & V_{PP}(r) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{P}) \end{aligned} \quad (3.18)$$

beschränken. Die Argumente der $V_i(r)$ sind nach Okubo und Marshak r^2 , L^2 und P^2 . Dabei ist r der Abstandsvektor der beiden Teilchen, L der Drehimpulsoperator und P der Impulsoperator. Um Mehrdeutigkeiten bei der Rekonstruktion des Potentials allein aus den experimentellen Daten zu vermeiden, nimmt man gewöhnlich als Näherung nur radiale Abhängigkeit an. Das bedeutet, daß man die Abhängigkeit von L^2 und P^2 vernachlässigt. Eine genaue Diskussion dieser und der im weiteren Verlauf gemachten Näherungen findet man bei P. Signell ²⁹⁾. Die Spinoperatoren sind folgendermaßen definiert:

Tensoroperator:

$$S_{12} = \frac{3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \quad (3.19)$$

Spin - Bahn Operator:

$$\vec{L} \cdot \vec{S} = \frac{(\vec{L}_1 + \vec{L}_2) \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)}{2} \quad (3.20)$$

Quadratischer Spin - Bahn Operator:

$$Q_{12} = \frac{(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L}) + (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L})(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})}{2} \quad (3.21)$$

Der $V_{pp}(r)$ - Term wird meist bei den Darstellungen des Nukleon - Nukleon Potentials weggelassen, da er im Falle von elastischer Streuung als Linearkombination der anderen Potentialterme ausgedrückt werden kann ²⁹⁾.

Die Schrödinger Gleichung für ein bestimmtes Potential $V(r, \sigma_1, \sigma_2)$ für zwei Teilchen gleicher Masse im Schwerpunktsystem lautet:

$$\nabla^2 \psi - \frac{m}{\hbar^2} V \psi + k^2 \psi = 0 \quad (3.22)$$

Man entwickelt ψ nach Partialwellen ²⁶⁾:

$$\psi = \sum_j \sum_{l=j-1}^{j+1} \sum_{l'=j-1}^{j+1} \frac{u_{l1}^{js}(kr)}{kr} F_{l's}^{jm_s}(\vec{k}, \vec{r}) C(j, m_s; l, 0, s, m_s)$$

wobei die F 's Eigenfunktionen zum Gesamtdrehimpuls j , seiner z - Komponente m_j , zum Bahndrehimpuls l und zum Spin s sind. Die $u_{l1}^{js}(kr)$ sind Radialwellenfunktionen und die C 's Clebsch - Gordan Koeffizienten. Löst man damit die Schrödinger Gleichung separat für jede Partialwelle, dann ist die Streuphase zum Gesamtdrehimpuls j , Bahndrehimpuls l , Gesamtspin s und Schwerpunktsimpuls k gegeben durch:

$$\sin \delta_{jls}(k) = -mk \int_0^\infty j_l(kr) \langle jls | V(r, \sigma_1, \sigma_2) | jls \rangle \left[\frac{u_{jls}(kr)}{kr} \right] r^2 dr$$

Die Lösung $u_{jls}(kr)$ der Radialgleichung zu gegebener Partialwelle ist durch die Bedingung $u_{jls}(kr) \rightarrow \sin(kr - \frac{1}{2}\pi + \delta_{jls})$ für $r \rightarrow \infty$ normiert. Die j_l sind die sphärischen Besselfunktionen.

In Born'scher Näherung wird $u_{jls}(kr)/kr$ durch die entsprechende Besselfunktion $j_l(kr)$ ersetzt. In dieser Näherung erhält man schließlich für die nuclear bar phase shifts:

$$\sin \delta_{jls} = -mk \sum_{i=1}^4 \langle jls | O_i | jls \rangle \int_0^{\infty} j_l^2(kr) V_i(r) r^2 dr \quad (3.23)$$

wobei die O_i die Operatoren 1 , S_{12} , $\vec{L} \cdot \vec{S}$ und Q_{12} sind. Die $V_i(r)$ sind die entsprechenden Radialfunktionen des Potentials.

Im Spin-Triplett Zustand ($s = 1$) hat man drei Streuphasen für jeden Bahndrehimpuls l , die zu $j = l + 1$, $j = l$ und $j = l - 1$ gehören. Um die Streuphasen eindeutig den Potentialanteilen zuordnen zu können, muß man deshalb eine der vier Potentialkomponenten eliminieren. Gewöhnlich setzt man V_Q gleich Null, da der quadratische Spin - Bahn Term nur einen kleinen Beitrag zu den Triplett - Streuphasen bis zu einer Energie von 350 MeV liefert. (Genaueres findet man in Ref.²⁹)

Da die Triplett - Streuphasen sehr klein sind bei unserer Energie von 10 MeV (vgl. die Phasen von Hutton et al.³), kann man $\sin \delta_{ljs}$ durch δ_{ljs} ersetzen und man erhält für die Triplett - Streuphasen (der Index $s = 1$ wird weggelassen) die bekannten Beziehungen⁵):

$$\begin{aligned} \delta_{10} &= \Delta_C + 4\Delta_T - 2\Delta_{LS} \\ \delta_{11} &= \Delta_C - 2\Delta_T - \Delta_{LS} \\ \delta_{12} &= \Delta_C + \frac{2}{5}\Delta_T + \Delta_{LS} \end{aligned} \quad (3.24)$$

Dabei sind die

$$\Delta_i = -mk \int_0^{\infty} j_1^2(kr) V_i(r) r^2 dr \quad i = C, T, LS \quad (3.25)$$

unabhängig vom Gesamtdrehimpuls j . Man kann die Gleichungen (3.24) auch nach den Δ_C , Δ_T , und Δ_{LS} auflösen:

$$\begin{aligned} \Delta_C &= \frac{1}{9} \{ \delta_{10} + 3\delta_{11} + 5\delta_{12} \} \\ \Delta_{LS} &= \frac{1}{12} \{ -2\delta_{10} - 3\delta_{11} + 5\delta_{12} \} \\ \Delta_T &= \frac{5}{72} \{ -2\delta_{10} + 3\delta_{11} + \delta_{12} \} \end{aligned} \quad (3.26)$$

Eine graphische Darstellung dieses Zusammenhangs als Funktion der Energie für die Streuphasen von Arndt et al.⁹⁾ findet man in nachfolgender Abbildung 6.

Damit ist ein direkter Zusammenhang zwischen den Streuphasen und den Zentral-, LS- und Tensorkraftanteilen in der Nukleon - Nukleon Wechselwirkung hergestellt. Wir wollen nun damit die Observablen bei Spinkorrelationsexperimenten auf ihre Abhängigkeit von den Δ_C , Δ_{LS} und Δ_T Phasen untersuchen. Mit der Identität $\cos 2(a - b) = 1 - 2\sin^2(a - b) \approx 1 - 2(a - b)^2$ für kleine a und b folgt aus den Gleichungen (3.17) für die Spinkorrelationskoeffizienten A_{xx} und A_{yy} bei $\theta = 90^\circ$ (wenn man die Coulomkorrekturen vernachlässigt, die klein sind bei diesen Energien und diesem Winkel²⁴⁾:

$$I_0(1 - A_{yy}) = \frac{1}{k^2} (1 - \cos 2\delta_0 - 5\delta_2 \sin 2\delta_0)$$

$$I_0(1 + A_{yy}) = \frac{1}{2k^2} \{ 4(\delta_{10} - \delta_{12})^2 + 9(\delta_{11} - \delta_{12})^2 \}$$

$$I_0(1 - A_{xx}) = \frac{1}{2k^2} \{ 2 - 2\cos 2\delta_0 - 10\delta_2 \sin 2\delta_0 + 9(\delta_{11} - \delta_{12})^2 \}$$

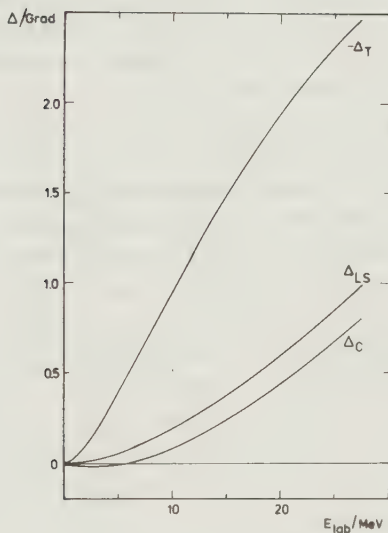


Abb. 6: Die Streuphasenkombinationen für den Zentralanteil Δ_C , für den Spin-Bahn Anteil Δ_{LS} und den Tensoranteil Δ_T des Nukleon - Nukleon Potentials, abgeleitet aus den ${}^3P_{0,1,2}$ - Streuphasen von Arndt et al. ⁹⁾.

$$I_O(1 + A_{xx}) = \frac{2}{k^2}(\delta_{10} - \delta_{12})^2 \quad (3.27)$$

$$I_O(A_{yy} - A_{xx}) = \frac{9}{2k^2}(\delta_{11} - \delta_{12})^2$$

Dies zeigt, daß eine Bestimmung der drei Observablen I_O , A_{xx}

und A_{yy} bei $\theta = 90^\circ$ einerseits eine Kombination allein der Singulett - Streuphasen δ_0 und δ_2 liefert und zum anderen direkt die Aufspaltung der Triplet - Phasen δ_{10} , δ_{11} und δ_{12} . Solche Messungen gestatten deshalb, experimentell die aus Wirkungsquerschnittsmessungen und Analysierstärkeexperimenten gewonnen Singulett- und Triplet-Streuphasen getrennt voneinander zu überprüfen.

Aus den Gleichungen (3.27) in Verbindung mit den Ausdrücken (3.24) folgt außerdem, daß eine Messung von A_{yy} (bzw A_{xx}) sensitiv ist auf die Streuphasenkomponenten Δ_{LS} und Δ_T für den Spin-Bahn- und Tensoranteil der Wechselwirkung, denn:

$$\frac{1 + A_{yy}}{1 - A_{yy}} = \frac{18 \cdot \left\{ \left(\frac{6}{5} \Delta_T - \Delta_{LS} \right)^2 + \left(\frac{6}{5} \Delta_T + \Delta_{LS} \right)^2 \right\}}{1 - \cos 2\delta_0 - 5\delta_2 \sin 2\delta_0} \quad (3.28)$$

und

$$\frac{1 + A_{xx}}{1 - A_{xx}} = \frac{18 \left(\frac{6}{5} \Delta_T - \Delta_{LS} \right)^2}{1 - \cos 2\delta_0 - 5\delta_2 \sin 2\delta_0 + 18 \left(\frac{6}{5} \Delta_T + \Delta_{LS} \right)^2} \quad (3.29)$$

Unter der Voraussetzung, daß die Singulett - Streuphasen aus Wirkungsquerschnittsmessungen bekannt sind, liefern also die Spinkorrelationskoeffizienten eine experimentelle Möglichkeit, direkt - d.h. ohne Fitroutinen - Aussagen über die Parameter Δ_{LS} und Δ_T zu gewinnen. Insbesondere kann man die relative Stärke von Tensor- und LS-Anteil aus einer Messung von A_{xx} und A_{yy} gewinnen:

$$\frac{A_{yy} - A_{xx}}{1 + A_{xx}} = \frac{(1.2 + \Delta_{LS}/\Delta_T)^2}{(1.2 - \Delta_{LS}/\Delta_T)^2} \quad (3.30)$$

Dabei ist die Kenntnis der Triplett - Streuphasen nicht nötig.

Diese Diskussion zeigt jedoch auch zwei Gesichtspunkte, die es bei Spinkorrelationsexperimenten zu beachten gilt. Erstens liefert eine Messung von A_{yy} allein nur eine Kombination des P - Phasen Splittings. Zum anderen sieht man, daß die Größen $1 + A_{xx}$ und $A_{yy} - A_{xx}$ die Aufspaltung der P - Phasen liefern. Will man also die P - Phasen Aufspaltung bzw. Δ_{LS} und Δ_T mit einem relativ akzeptablen Fehler bestimmen, muß man die absoluten Fehler von A_{yy} und A_{xx} klein gegenüber $1 + A_{xx}$ und $A_{yy} - A_{xx}$ machen. Hinzu kommt, daß es unter dem Gesichtspunkt einer Streuphasenanalyse erforderlich wäre, eine Winkelverteilung der Spinkorrelationskoeffizienten zu messen. Abb. 5 zeigt jedoch, daß dies nur bei Schwerpunktwinkeln unter 50° (bzw. über 130°) sinnvoll wäre, da nur dort eine Änderung der Spinkorrelationskoeffizienten mit dem Winkel zu erwarten ist. Dies ist allerdings aufgrund des experimentellen Aufbaus des polarisierten Targets nicht möglich. Insbesondere führt die Dicke des Targetkristalls ($\sim 100 \mu\text{m}$) dazu, daß das Rückstoßproton oder das gestreute Proton wegen des Energieverlusts im Kristall den Detektor nicht mehr erreicht. Damit wird der Nachweis der elastisch an den polarisierten Protonen des Targets gestreuten Protonen, der wegen der Vielzahl der Elemente im Targetensemble nur durch Koinzidenz zwischen Rückstoßproton und gestreutem Proton erfolgen kann, unmöglich gemacht. (vgl. dazu Abschnitt 4.4)

Der experimentelle Aufbau zur Bestimmung des Spinkorrelationskoeffizienten A_{yy} wird im nächsten Kapitel beschrieben.

4. Beschreibung des Experiments

Zu jeder direkten Bestimmung eines Spinkorrelationskoeffizienten bei elastischer Proton - Proton Streuung ist die gleichzeitige Messung der Zählratenasymmetrie, der Targetpolarisation und der Strahlpolarisation nötig. (vgl. Gleichungen (2.13) bzw (2.14)) Es ist allgemein bekannt ^{10,32)}, daß die Hauptschwierigkeiten bei Niederenergiestreuexperimenten mit polarisierten Targets einmal in der Empfindlichkeit des Targets gegenüber Strahlenschäden herrühren und zum anderen in der Targetpolarisationsmessung liegen. Letzteres Problem wurde am Erlanger polarisierten Protonentarget durch die Entwicklung der PIF ^{+) -} Meßmethode ^{33,34)} gelöst (vgl. Abschnitt 4.2). Im Folgenden wird das Experiment zur Bestimmung des Spinkorrelationskoeffizienten A_{yy} bei einem Schwerpunktswinkel $\theta_{cm} = 90^\circ$ beschrieben. Die dazu prinzipiell nötige Meßanordnung findet man in Abb. 3, die experimentelle Realisierung in Abb. 7 auf der nächsten Seite.

Der polarisierte Protonenstrahl (Energie 10.70 MeV) läuft zunächst durch ein ⁴He - Polarimeter, das als Monitor für die Strahlpolarisation eingesetzt wird. Nach dem Durchgang durch das Polarimeter (Energie des Strahls 10.57 MeV) durchquert der Strahl die Stragging-Goldfolie (vgl. Text zu Abb. 7 und Abschnitt 4.2) und tritt mit einer Energie von 10.23 MeV in die Streukammer ein, in deren Zentrum sich das polarisierte Target befindet. Die unter einem Schwerpunktswinkel $\theta_{cm} = 90^\circ$ elastisch gestreuten und die Rückstoßprotonen werden in Koinzidenz nachgewiesen. Die mittlere Streuenergie beträgt 9.57 ± 0.18 MeV. Die Energieverschmierung von 0.18 MeV wird von der Targetdicke verursacht. Der Wert ist die Standardabweichung der Energieverteilung des Strahls über dem Target.

^{+) PIF = Polarisationsmessung mit Hilfe des inneren Feldes}

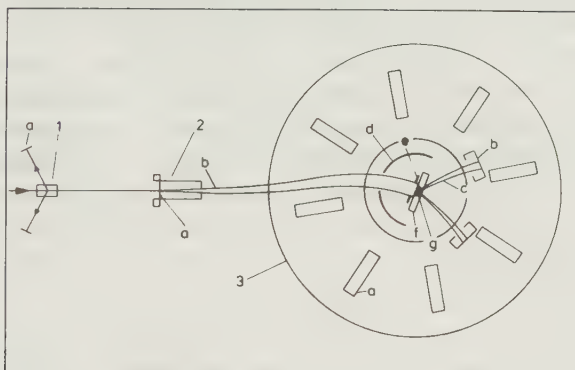


Abb. 7: Schematische Darstellung des Spinkorrelationsexperimentes zur Bestimmung von A_{yy}

- 1) ^4He -Polarimeter zur Strahlpolarisationsmessung. Ein- und Ausschußfolie und die seitlichen Fenster aus $2.5\text{ }\mu\text{m}$ Havar. a) Nachweisdetektoren für die am Helium gestreuten Teilchen
 - 2) Stragglingfolie mit Cup. a) $10\text{ }\mu\text{m}$ Au-Folie. Den anschließenden Cup verlassen 41 % des aufgestreuten Strahls (b) durch die Ausschußblende ($\phi = 10\text{ mm}$)
 - 3) Polarisiertes Target. a) Heliumteil mit Spacern (=Abstandshalter für die supraleitenden Magnetspulen in Helmholtzanordnung) b) Oberflächensperrschichtdetektor c) Bahnen der gestreuten Protonen (die Auffächierung ist eine Folge der Targetdicke) d) Blendenring mit 8 mm Abstreifblende e) 5 mm Einschußblende unmittelbar vor dem Target f) Resonator (Ein- und Austrittsfolie aus $10\text{ }\mu\text{m}$ Ag) g) Targetkristall
- Die Krümmung der Teilchenbahnen im Bereich des polarisierten Targets wird durch das starke Magnetfeld ($\sim 1.8\text{ T}$) am Targetort verursacht.

Davon zu unterscheiden ist der Fehler der mittleren Streuenergie. Er hat im wesentlichen zwei Ursachen. Zum einen sind die Schichtdicken der vom Strahl passierten Materialien nicht exakt bekannt. Dies führt zu einem Fehler in der Berechnung des Energieverlustes, der beim Durchgang des Strahls durch die einzelnen Materialien auftritt, von $\Delta E_{EV} = 60 \text{ keV}$. Die zweite Ursache für den Fehler in der Energie ist das Energiestraggling, das beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie auftritt. Ein Maß für das Energiestraggling ist der sogenannte Stragglingparameter α , gegeben durch ³⁵⁾

$$\alpha^2 = \frac{z^2 e^4 N Z x_0}{4 \pi \epsilon_0^2} \left\{ 1 + \frac{2 k I}{2 m_e v^2} \ln \frac{2 m_e v^2}{I} \right\} \quad (4.1)$$

Dabei ist: z = Ladungszahl des Projektils

v = Geschwindigkeit des Projektils

N = Anzahl der Kerne pro cm^3 des Absorbers

Z = Ordnungszahl des Absorbers

x_0 = Dicke des Absorbers

$I = 11.5 Z \text{ eV}$ = mittleres Ionisationspotential des Absorbers

e = Elementarladung

ϵ_0 = Influenzkonstante

m_e = Elektronmasse

2α ist die Breite der Energieverteilung des Strahls nach dem Durchgang durch Materie an der Stelle, an der die Verteilung auf $1/e$ ihres Maximalwertes abgesunken ist. In Tabelle 3 sind die Stragglingparameter α für die verschiedenen Materialien berechnet, die der Strahl bis zum Streuort im Targetkristall durchläuft. Als mittlerer Streuort wurde dabei die Mitte eines Kristalls von $100 \mu\text{m}$ Dicke gewählt. Für die Standardabweichung der Energieverteilung des Strahls am Streuort ergibt sich daraus $\Delta E_{ES} = 94.3 \text{ keV}$. Damit erhält man für die Unsicherheit der mittleren Streuenergie durch Fehlerfortpflanzung aus ΔE_{EV}

Tabelle 3

Energiestraggling und Energieverlust des Protonenstrahls beim Durchgang durch die verschiedenen Materialien bis zum Streuort

Der angegebene Energieverlust wurde mit dem Programm SEMF³⁶⁾ berechnet. Der Stragglingparameter α ist in Gl. (4.1) definiert. Der angegebene Fehler der Energie ΔE_{ES} durch Energiestraggling ist die Standardabweichung der Energieverteilung des Strahls am Streuort. Er ergibt sich aus dem Stragglingparameter α_i für die i - te Folie durch $\Delta E_{ES} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sum \alpha_i}$

Material (Reihenfolge des Passierens)	Schicht- dicke in μm	Strahl- energie beim Ein- tritt in MeV	berechneter Ener- gieverlust in keV	Stragg- lingpara- meter α in keV
Havar	2.5	10.70	60	13.35
Helium ⁺	10000.0	10.64	10	119.17
Havar	2.5	10.63	60	13.35
Gold	10.0	10.57	340	36.41
Silber	10.0	10.23	250	27.93
Kel-F	10.0	9.98	70	17.96
LMN ⁺⁺	50.0	9.91	340	28.15
$\Delta E_{ES} = 94.28 \text{ keV}$				

+) Rechnung für 1300 mbar und 20°C
24 H₂O (Einkristall)

++) LMN = La₂Mg₃(NO₃)₁₂

und $\Delta E_{ES} \approx 0.11$ MeV. Bei dieser Abschätzung wurde die Energieunschärfe des Tandems vernachlässigt.

In den kommenden Abschnitten wird auf die einzelnen Komponenten des Experiments eingegangen, welche die notwendigen Daten zur Bestimmung von A_{yy} aus der Zählratenasymmetrie ϵ_{yy} , der Strahlpolarisation p_z und der Targetpolarisation p_T liefern. Die Darstellung ist kurz gehalten. Sehr detaillierte Beschreibungen der Meßapparatur befinden sich bei K.Frank ¹⁶⁾ und M. Eisend et al. ³⁷⁾.

4.1 Der polarisierte Protonenstrahl

Am Erlanger EN - Tandembeschleuniger wird der polarisierte Protonenstrahl in einer Lambshiftquelle erzeugt (näheres über diese Quelle findet man in Ref. ³⁸⁾). Der Polarisationsgrad des Strahls lag bei den Messungen üblicherweise bei etwa 70 %.

Durch Umpolen der SONA-Spulen und der Spulen über dem selektiven Umladebereich (Argonkanal) der Quelle kann man die Strahlpolarisation umkehren ($p_z \rightarrow -p_z$ in 2.13). Dieses Verfahren führt jedoch zu zwei Effekten, die die Messung stören: die Strahlintensitäten und die Polarisationsgrade der beiden Spinzustände unterscheiden sich in ihrer Größe. Die ersten A_{yy} - Messungen wurden dennoch mit diesem Verfahren durchgeführt (zur Korrektur dieser Effekte siehe K.Frank ¹⁶⁾).

Beide Effekte kann man weitgehend vermeiden, wenn man für den polarisierten Strahl die Umschaltung "Polarisation ein - aus" ($p_z \rightarrow 0$) wählt. Den Nachteil, hier längere Meßzeiten zur Erzielung des selben statistischen Fehlers in der Zählratenasymmetrie ϵ_{yy} im Vergleich zur Polarisationsumschaltung $p_z \rightarrow -p_z$ in Kauf nehmen zu müssen, kann man zum Teil wettmachen, wenn man die Polarisationen von Target und Strahl parallel wählt. Aus Gleichung (2.14) folgt für den Fehler

der Zählratenasymmetrie:

$$\Delta \epsilon_{yy} = \sqrt{\frac{(\epsilon_{yy} + 1)(\epsilon_{yy} + 2)}{N_0}} \quad (4.2)$$

Dabei ist N_0 die Koinzidenzzählrate für den unpolarisierten Fall (Strahlpolarisation aus). Setzt man z.B. $N_0 = 2000$ und $|\epsilon_{yy}| = 0.42$, dann erhält man im Falle der Parallelität von Target- und Strahlspin ($\epsilon_{yy} = -0.42$) den Fehler $\Delta \epsilon_{yy} = 0.021$, für die Antiparallelstellung von Strahl- und Targetpolarisation ($\epsilon_{yy} = 0.42$) den Fehler $\Delta \epsilon_{yy} = 0.041$.

Der Polarisationsgrad des Strahls wurde während der A_{yy} -Messungen kontinuierlich mit einem ^4He -Polarimeter beobachtet. Details dieses Polarimeters sind in der Arbeit von M.Eisinger¹⁵⁾ beschrieben. In einem zusätzlichen Experiment wurde die effektive Analysierstärke dieses Polarimeters bestimmt. Bei einer Einschubenergie von 10.70 MeV in das Polarimeter erhält man eine effektive Analysierstärke $A_{\text{eff}} = 0.977 \pm 0.004$ ³⁹⁾. Da der statistische Fehler der Strahlpolarisationsmessung bei 1 - 2 % während eines Schusses auf das polarisierte Target (vgl. Abschnitt 4.3) lag, kann der systematische Fehler von A_{eff} gegenüber dem statistischen Fehler der Strahlpolarisation vernachlässigt werden.

Der Strahl muß auf dem Weg zum Streuort im polarisierten Target - wie eingangs erwähnt - verschiedene Materialien durchlaufen. Dabei können Depolarisationseffekte auftreten, die hauptsächlich durch Kleinwinkelstreuung in den Materialien verursacht werden können. Deshalb wurde der polarisierte Strahl auf Depolarisationseffekte in gesonderten Experimenten überprüft⁴⁰⁾. Die Untersuchungen ergaben, daß in allen Fällen die mögliche Depolarisation vernachlässigbar klein ist.

4.2 Das polarisierte Protonentarget

Das polarisierte Protonentarget besteht aus einem Lanthanmagnesiumnitrat - Einkristall, der mit 1 % ^{142}Nd - Ionen dotiert ist. Der Mechanismus zur Polarisierung der Kristallwasserprotonen ist das bekannte Verfahren der dynamischen Kernpolarisation (solid state effect) (41,42,43).

Die bei den Messungen eingesetzten Kristalle hatten alle etwa eine Fläche von $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$ und waren ungefähr 0.1 mm dick. Der Kristall befindet sich aus mikrowellentechnischen Gründen in einem Hohlraumresonator. Er ist auf die 10 μm dicke Eintrittssilberfolie des Resonators mit Kel-F (einem protonenfreien Wachs) geklebt. Die für das Polarisationsverfahren nötige tiefe Temperatur des Kristalls wird durch indirekten Kontakt der Silberfolie mit einem flüssig He - Bad erreicht. Die Temperatur des Bades wird durch Abpumpen während des Experimentes auf etwa 1.2 K konstant gehalten. Der Resonator mit dem LMN - Kristall befindet sich in der Mitte zwischen zwei supraleitenden Spulen in Helmholtzanordnung. Das Magnetfeld dieser Spulen beträgt beim Experiment etwa 1.8 T. Es hat am Kristallort eine relative Homogenität von $4 \cdot 10^{-5}$ innerhalb einer Kugel von 10 mm Durchmesser. Die zeitliche Stabilität des Magnetfeldes beträgt im supraleitenden Betrieb ("persistent mode") $3 \cdot 10^{-6}/\text{h}$. Genaue Einzelheiten der supraleitenden Version des Erlanger polarisierten Protonentargets sind in Ref. (37) beschrieben.

Um homogene Ausleuchtung des Targetkristalls durch den Strahl zu erreichen, ist zwischen Polarimeter und Target (im Abstand von 70 cm vom Target) eine 10 μm dicke Goldfolie mit anschließendem Cup gestellt (vgl. Abb. 7). Der Strahl wird beim Durchgang durch die Folie durch Winkelstragging aufgestreut. Der anschließende Cup ist so konzipiert, daß 41 % des aufgestreuten Strahls den Cup durch eine 10 mm Ausschußblende verlassen können, die restlichen 59 % jedoch auf den Cup treffen und dort nachgewiesen werden. Durch geeignetes Ausblenden eines

Teils des Strahls aus dem Maximum der Winkelverteilung des aufgestreuten Strahls unmittelbar vor dem Target (Blende mit 5 mm Durchmesser) erreicht man die homogene Ausleuchtung des Targets. Darüberhinaus dient der Goldcup auf Grund der auf ihn gestreuten 59 % des Primärstrahls als Strommonitor.

Außerdem wird die Strahlaufstreuung zur Stromreduzierung verwendet. Es erwies sich bei den Messungen als nötig, den Strahlstrom am Target auf etwa 2 - 5 pA zu reduzieren, um eine Aufheizung des Targets durch den Energieverlust der Strahlteilchen im Kristall zu verhindern. Auf Grund des Winkelstragglings in der Goldfolie gehen nur 0.6 % des Primärstrahls vor der Goldfolie durch die 5 mm Einschußblende unmittelbar vor dem Resonator (vgl. Abb. 7). Für einen Strom von z.B. 3 pA am Target - dies entspricht einer Strommessung am Goldcup von etwa 250 pA - bedeutet dies eine Intensität des Primärstrahls vor der Goldfolie von ungefähr 500 pA. Da dieser Strom das Polarimeter passiert, bietet die Strahlaufweitung mit dem Goldcup den zusätzlichen Vorteil, trotz des erforderlichen geringen Stroms am Target mit einem vergleichsweise hohen Strom in das Polarimeter zu schießen. Dadurch konnte der statistische Fehler der Strahlpolarisationsmessung auf die oben erwähnten 1 - 2 % gesenkt werden.

Die drei eben erwähnten Punkte - konstante Kühlung des Kristalls, homogene Ausleuchtung des Targets und Stromreduzierung zur Vermeidung von Aufheizeffekten - müssen zum Gelingen eines Experiments am polarisierten Target erfüllt sein. Bei Nichtbeachtung erhält man sonst große Abweichungen zwischen der gemessenen Targetpolarisation und der effektiven Targetpolarisation, die der polarisierte Strahl bei der Streuung sieht.

Das bei polarisierten Niederenergiетargets schwierige Problem der Targetpolarisationsmessung wurde - wie eingangs erwähnt - am Erlanger polarisierten Target durch die Entwicklung der PIF - Meßmethode gelöst, ein Verfahren, dem ein Vorschlag von Abragam ⁴⁴⁾ zugrunde liegt. PIF beruht

darauf, daß die mittels dynamischer Kernpolarisation polarisierten Kristallwasserprotonen durch ihre ausgerichteten magnetischen Momente eine makroskopische Magnetisierung hervorrufen. Diese Magnetisierung bewirkt im Kristall ein inneres Magnetfeld, dessen Größe proportional zum Targetpolarisationsgrad ist. Dieses Feld wird beim PIF - Verfahren gemessen. Als Meßsonden dienen die ^{142}Nd - Ionen. Sie sind paramagnetisch und zeigen deshalb Elektronenspinresonanz (EPR). Abb. 8 zeigt

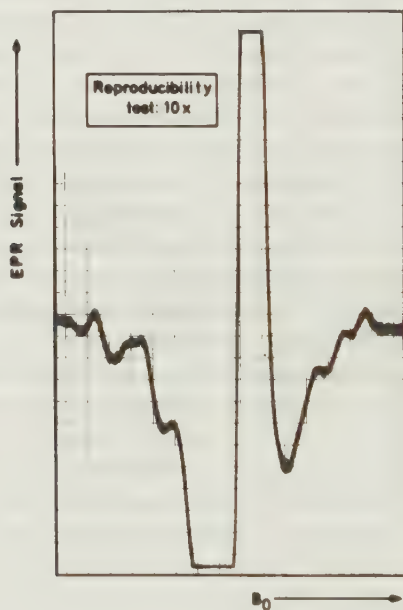


Abb. 8: EPR Signal der paramagnetischen ^{142}Nd - Ionen (stark vergrößert). B_0 ist das angelegte äußere Magnetfeld.

eine EPR bei so großer Verstärkung, daß der zentrale Teil der EPR fast linear verläuft. Hier ist die Signalamplitude

außerordentlich empfindlich auf kleine Feldänderungen. Wenn man die Kristallwasserprotonen durch hinreichend langes Einstrahlen von Mikrowellenleistung polarisiert hat und dann schnell ins Zentrum der EPR schaltet, kann man den einsetzenden exponentiellen Zerfall der Targetpolarisation und damit des inneren Magnetfeldes als Verschiebung der EPR - Linie direkt beobachten. Ein Beispiel für solch eine PIF - Messung zeigt Abb. 9. Da dieses innere Magnetfeld maximal etwa $2 \cdot 10^{-4}$ T

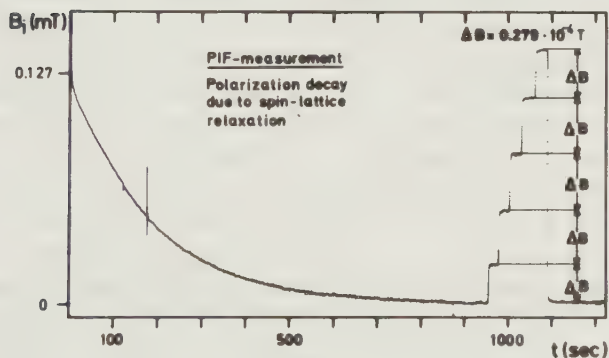


Abb. 9: PIF - Kurve

beträgt, läuft eine Polarisationsmessung mit 1 % Genauigkeit auf die Messung einer Felddifferenz hinaus, welche 10^{-6} des Gesamtfeldes beträgt. Dies wird durch die sehr gute Stabilität der Gesamtapparatur des polarisierten Targets ermöglicht. Ein Beispiel für die hohe Stabilität zeigt in Abb. 9 die im Anschluß an den exponentiellen Zerfall des inneren Feldes vorgenommene Feldeichung. Die mit solchen Polarisationsmessungen erreichte Genauigkeit in der Targetpolarisationsbestimmung liegt derzeit bei 1 - 2 %. Mit unserer Anordnung üblicherweise erreichte Polarisationsgrade des Targets betragen 50 - 60 %.

Da die Targetpolarisation aufgrund von Strahlenschäden während eines Schusses abnimmt (vgl. Abschnitt 4.3) und dabei nicht beobachtet werden kann, muß die mittlere Targetpolarisation während des Schusses aus den Polarisationsmessungen vor und nach diesem Schuß bestimmt werden. Messungen zeigen, daß die erreichbare Targetpolarisation exponentiell mit der Teilchendosis abnimmt. Abb. 10 zeigt eine halblogarithmische Darstellung dieses Sachverhalts. Man erhält die mittlere

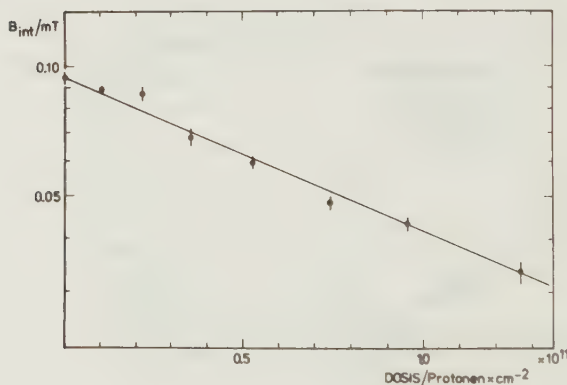


Abb. 10: Halblogarithmische Darstellung der Abnahme des inneren Feldes B_{int} mit wachsender Bestrahlungsdosis D . Die gezeichnete Kurve hat die Form $B_{\text{int}} = B_0 \exp(-D/D_0)$ mit $B_0 = 0.095 \text{ mT}$ und $D_0 = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ Protonen}$.

Targetpolarisation deshalb aus dem arithmetischen Mittelwert der Polarisationen vor und nach dem Schuß und korrigiert diesen Wert mit der entsprechenden Exponentialfunktion (siehe dazu Abschnitt 5.2).

4.3 Strahlenschäden

Der Beschuß des LMN - Targets mit ionisierenden Teilchen bewirkt eine drastische Verringerung seiner Polarisierbarkeit (vgl. Abb. 10). Bei den A_{yy} - Messungen ergab sich, daß die Targetpolarisation bereits auf $1/e$ ihres Anfangswertes abgesunken ist, wenn $(1.4 \pm 0.5) \cdot 10^{11}$ Protonen/cm² durch den Kristall hindurchgegangen sind. Diese Empfindlichkeit des Targets gegenüber Strahlenschäden, d.h. die Abnahme der erreichbaren Targetpolarisation durch Beschuß, hat eine wichtige Konsequenz: bei Messungen mit dem polarisierten Target nimmt der statistische Fehler der Zählratenasymmetrie im Gegensatz zu gewöhnlichen Zählratenexperimenten nicht monoton mit der Zählrate ab. Er erreicht vielmehr ein Minimum für eine bestimmte Anzahl von Ereignissen. Dieses Minimum hat für jeden Kristall einen individuellen Wert und hängt ab von der jeweiligen Targetpolarisation vor dem Beschuß, von der $1/e$ - Dosis und von geometrischen Faktoren wie Targetgröße, Blendengrößen vor den Detektoren und damit zusammenhängend von der Koinzidenzeffektivität, die ein Maß dafür ist, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein gestreutes und ein Rückstoßproton als koinzidentes Ereignis nachgewiesen werden (typischer Wert für die Koinzidenzeffektivität: 60 %)

Darüber hinaus zeigten die Experimente, daß der Gesamtfehler von A_{yy} erheblich verringert werden konnte, wenn man das Target nicht in einem Experiment dem Protonenstrahl solange aussetzt, bis seine Polarisierbarkeit zerstört ist, sondern diesen Beschuß unterteilt. Die Länge eines einzelnen Teilsschusses wurde unter Beachtung des eingangs erwähnten Fehlerverhaltens so optimiert, daß der Gesamtfehler für die gemessene Zählratenasymmetrie pro Schuß in etwa gleich war.

Ein weiteres Argument, das Experiment in einzelne Schüsse zu unterteilen, liegt in der Targetpolarisationsmeßmethode PIF. Sie beruht, wie oben erwähnt, auf der Messung des inneren Magnetfeldes B_{int} , das dem Polarisationsgrad p_T des Targets

proportional ist:

$$B_{\text{int}} = \gamma P_T \quad (4.3)$$

Der Proportionalitätsfaktor γ kann für einen noch nicht dem Strahl ausgesetzten, quaderförmigen Kristall berechnet werden^{33,45)}. Die Experimente ergaben nun, daß sich der Proportionalitätsfaktor γ mit wachsendem Beschuß des Targets leicht ändert. Bisher existiert noch keine Möglichkeit, die Abhängigkeit des Faktors γ von der Dosis durch einen theoretischen Ansatz zu berechnen. Jedoch liefert die Unterteilung des Experiments in einzelne Schüsse die Möglichkeit, den Einfluß der Strahlenschäden auf die Bestimmung von $A_{\gamma\gamma}$ zu eliminieren. Auf dieses Verfahren wird im nächsten Kapitel genauer eingegangen.

4.4 Teilchennachweis

Die elastisch gestreuten und die Rückstoßprotonen wurden in Koinzidenz nachgewiesen. Als Detektoren wurden zwei Si - Oberflächensperrschichtdioden eingesetzt. Zur genauen Winkeldefinition waren vor den Dioden Blenden angebracht, die eine Fläche von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ bzw. $5 \times 8 \text{ mm}^2$ hatten. Dies entspricht für die Proton - Proton Koinzidenzen einem Streuwinkel von $\Theta_{\text{lab}} = 45 \pm 6^\circ$ und einem Azimutwinkel $\phi = 0 \pm 7^\circ$.

Daß die Anwendung des Koinzidenzmeßverfahrens zur Bestimmung der "echten" Proton - Proton Streueignisse nötig ist, sieht man in Abb. 11. Diese Abbildung zeigt ein freies Energiespektrum der am gesamten Targetensemble (Resonatorfolien aus Ag, Kel-F, LMN) gestreuten Protonen. Man erkennt bei der Kanalzahl 197 einen verhältnismäßig scharfen Peak. Er rührt von Protonen her, die ohne den Kristall zu passieren, an einer der beiden Silberfolien des Resonators gestreut wurden. Dies ist deshalb möglich, weil die Einschußblende unmittel-

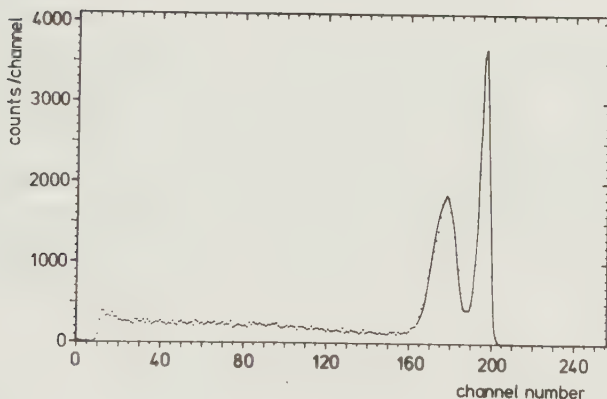


Abb. 11: Freies Spektrum der am Targetensemble gestreuten Protonen

bar vor dem Resonator ($\phi = 5 \text{ mm}$) aus dem aufgestragelten Strahl eine größere Fläche ausblendet als sie der Kristall ($2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$) einnimmt. Diese sogenannten Silberpeaks werden auch dazu verwendet, mögliche Unterschiede der Strahlintensitäten für die beiden Zustände Strahlpolarisation ein - Strahlpolarisation aus zu korrigieren. Der anschließende breitere Peak bei Kanalzahl 188 wird von zwei Sorten von Protonen verursacht: einmal von Protonen, die an einer der beiden Silberfolien gestreut wurden und auf dem Weg zum Detektor den Kristall durchlaufen mussten; zum anderen von Protonen, die die Eintrittssilberfolie durchlaufen haben, dann an den schweren Elementen des Kristalls (La, Mg, N, O, Nd) gestreut wurden und nach Durchqueren der Austrittssilberfolie den Detektor erreichten. Die eigentlichen Proton - Proton Streueignisse (Energie der Protonen am Detektor 2 - 4 MeV) liegen in dem anschließenden flachen Teil des Spektrums verborgen.

gen. Um sie aus dem Untergrund zu extrahieren, ist der Nachweis der gestreuten und der Rückstoßprotonen in Koinzidenz nötig.

Die unumgängliche Forderung, die Proton - Proton Streuereignisse in Koinzidenz nachzuweisen, macht auch die Möglichkeit zu nichte, eine Winkelverteilung von A_{yy} über Laborwinkel kleiner 30° hinaus aufzunehmen. Wegen der Dicke des Kristalls bleiben nämlich die gestreuten Protonen (bzw analog bei Streuwinkeln größer $\theta_{lab} = 60^\circ$ die Rückstoßprotonen) im Kristall bzw der Ausschußsilberfolie des Resonators stecken. Abb. 12 zeigt diesen Sachverhalt. In dieser Abbildung ist die Energie der ge-

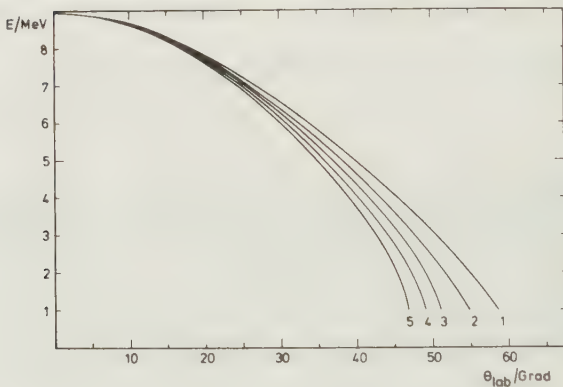


Abb. 12: Die Energie der unter θ_{lab} gestreuten Protonen nach Verlassen des Resonators. Die Einschüßenergie in den Resonator betrug bei den Rechnungen ³⁶⁾ 10.23 MeV. Der Parameter ist die Eindringtiefe d der Protonen in den Kristall bis zum Streuort: 1 = Streuung am Ende des Kristalls ($d = 100 \mu\text{m}$); 2 = Streuung bei $d = 75 \mu\text{m}$; 3 = Streuung bei $d = 50 \mu\text{m}$; 4 = Streuung bei $d = 25 \mu\text{m}$; 5 = Streuung am Anfang des Kristalls

streuten Protonen nach dem Verlassen des Resonators (d.h. hinter der Austrittssilberfolie) über dem Laborwinkel aufgetragen. Parameter ist der jeweilige Streuort im Kristall. Die oberste Kurve (1) gehört zu einem Streuort unmittelbar am Ende des Kristalls (Streuung nach Durchlaufen von $100\text{ }\mu\text{m}$ LMN), die Kurve 2 entspricht der Streuung nach dem Durchgang durch $75\text{ }\mu\text{m}$ LMN, Kurve 3 gehört zu $50\text{ }\mu\text{m}$ LMN, Kurve 4 zu $25\text{ }\mu\text{m}$ LMN und Kurve 5 zu einer Streuung unmittelbar am Anfang des Kristalls. Man sieht also, daß für Streuwinkel größer $\theta_{\text{lab}} = 60^\circ$ keine Proton - Proton Streueignisse mehr nachgewiesen werden können. Dies beschränkt den meßbaren Winkelbereich für einen $100\text{ }\mu\text{m}$ dicken LMN - Kristall auf $30^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 60^\circ$ oder entsprechend im Schwerpunktssystem auf $60^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 120^\circ$.

Während des Experiments wurden die Detektorimpulse verzweigt und die beiden Zweige gleichzeitig auf zwei verschiedene Arten verarbeitet. Der eine Zweig wurde über ein Routing-system einem on-line Computer (PDP 7) zugeführt. Dort wurden die Impulse gemäß der Strahlspinumschaltung in verschiedene Bereiche eingezählt. Sie erzeugten so die freien Spektren während eines Schusses auf das polarisierte Target. Ein Beispiel für solch ein Spektrum ist in Abb. 11 gezeigt.

Der andere Zweig wurde in einer üblichen Koinzidenzschaltung verarbeitet und die Signale dann in der PDP 11 analysiert. Auch hier wurden die Impulse in zwei verschiedene Blöcke eingezählt. Das Einzählen in die verschiedenen Bereiche wurde wieder mit der Strahlspinumschaltung synchronisiert. Ein typisches Koinzidenzspektrum zeigt Abb. 13. In dieser Abbildung bezieht sich der linke Peak auf Antiparallelstellung ($\uparrow\downarrow$), der rechte Peak auf Parallelstellung ($\uparrow\uparrow$) von Strahl- und Targetspin. Man sieht unmittelbar, daß bei antiparallelem Spin stärkere Streuung erfolgt, was einem negativen Wert von A_{yy} entspricht.

Zur Überprüfung der so gemessenen Koinzidenzzählraten auf Zufallseffekte und Verluste wurden parallel dazu die vom

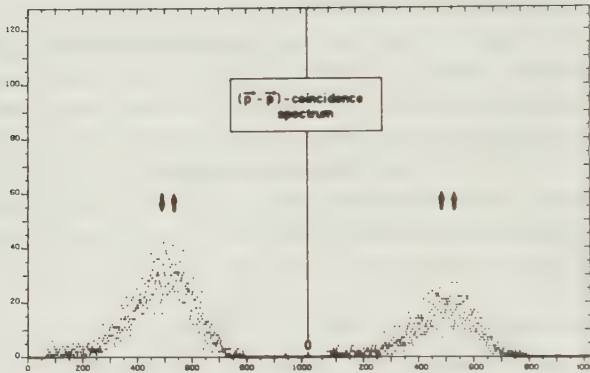


Abb. 13: Koinzidenzspektrum, aufgenommen während eines Schusses

TPHC der Koinzidenzschaltung erzeugten Zeitspektren aufgenommen. Ein Vergleich der beiden Zählraten zeigte, daß Zufallseffekte und Koinzidenzverluste nur in vernachlässigbarem Umfang auftraten. Eine genaue Schilderung der Nachweiselektronik ist in Ref.¹⁶⁾ vorgenommen.

5. Ergebnisse

In diesem Kapitel wird das Ergebnis für den Spinkorrelationskoeffizienten A_{yy} bei einem Schwerpunktswinkel $\theta_{cm} = 90^\circ$ und einer mittleren Streuenergie $E_{lab} = 9.57 \pm 0.11$ MeV abgeleitet. Man erhält den Spinkorrelationskoeffizienten als Mittelwert der Einzelergebnisse für A_{yy} aus den einzelnen Experimenten. Bei der Bestimmung des Einzelwertes für A_{yy} aus einem Experiment erweisen sich bestimmte Korrekturen als unbedingt notwendig. Diese Korrekturen werden zunächst beschrieben.

5.1 Korrektur der Strahlasymmetrien

Wie bereits erwähnt, wurde bei den ersten Experimenten zur Bestimmung von A_{yy} die Strahlpolarisationsumschaltung "up - down" ($p_z \rightarrow -p_z$) gewählt. (Diese Messungen sind in Tabelle 4 mit + gekennzeichnet.) Dabei wurde beobachtet, daß bei sonst gleichen Verhältnissen die Stromstärke am Target und der Polarisationsgrad des Strahls von der Strahlpolarisationsrichtung abhängt. Dies führt bei gleicher Dauer der Umschaltperioden zu falschen Asymmetrien. Die Korrekturen dieser Asymmetrien sind in Ref. ¹⁶⁾ ausführlich dargestellt. Die Ergebnisse werden im Folgenden zusammengefaßt.

Bezeichnet man die Polarisationsgrade des Strahls mit p_+ (gehörig zum Schaltzustand "up") bzw mit p_- (Schaltzustand "down") und analog die jeweiligen mittleren Stromstärken am Target mit I_+ bzw I_- , dann kann man die beiden Asymmetrien:

Stromasymmetrie:

$$\delta = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \quad (5.1)$$

Polarisationsasymmetrie:

$$\pi = \frac{p_+ - p_-}{p_+ + p_-} \quad (5.2)$$

bilden. Die beiden Werte lassen sich aus geeigneten Kombinationen der Zählraten im Silberpeak (vgl. Abschnitt 4.4) und der Polarimeterzählraten für die jeweilige Strahlpolarisationsrichtung bilden. Übliche Werte für δ und π bei den einzelnen Schüssen waren $\delta = 0.10$ und $\pi = 0.05$.

Setzt man für die mittlere Strahlpolarisation $\bar{p}_Z = \frac{1}{2}(p_+ + p_-)$, so erhält man unter Berücksichtigung der Strahlasymmetrien aus Gleichung (2.13) für jeden Schuß die korrigierte Zählratenasymmetrie

$$\epsilon_{YY}^{\text{kor}} = \bar{p}_Z \bar{p}_T A_{YY} = \frac{\epsilon_{YY} - \delta}{1 - \epsilon_{YY}(\delta + \pi) + \pi\delta} \quad (5.3)$$

Dabei ist ϵ_{YY} , definiert in (2.13):

$$\epsilon_{YY} = \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}} \quad (5.4)$$

$N_{\uparrow\uparrow}$ bzw $N_{\uparrow\downarrow}$ sind die Koinzidenzzählraten für Parallel- bzw Antiparallelstellung von Strahlpolarisation und Targetpolarisation. $\bar{p}_T$ ist die mittlere Targetpolarisation während des Schusses, diskutiert in Abschnitt 4.2 und 5.2.

Die restlichen A_{YY} - Messungen (ab Kristall 4 in Tabelle 4) wurden mit der Quellenumschaltung "ein - aus" durchgeführt. Bei diesem Meßverfahren entfällt die Polarisationsasymmetrie, die Strahlasymmetrie ist weiterhin vorhanden, allerdings wesentlich kleiner.

Zur Elimination der Strahlstromasymmetrie macht man für die Koinzidenzzählrate folgenden Ansatz:

$$\text{Strahl polarisiert: } N_p = I_p \alpha (1 + p_Z \bar{p}_T A_{YY}) \quad (5.5)$$

$$\text{Strahl unpolarisiert: } N_o = I_o \alpha \quad (5.6)$$

Der Index p bzw o steht für polarisierten bzw unpolarisierten Einschub. Die Faktoren I beschreiben die Intensitäten für den polarisierten (I_p) bzw unpolarisierten (I_o) Strahl. Die Größen α beinhalten die Anzahl der Streuzentren im Target, den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, den Raumwinkel, unter dem vom Target aus der Detektor gesehen wird und die Detektoreffizienz. Sie sind im allgemeinen für jeden Detektor verschieden, die Koinzidenzbedingung macht sie jedoch in diesem Falle gleich. Bildet man nun in Analogie zu Gleichung (2.14) das Zählratenverhältnis

$$\epsilon_{YY} = \frac{N_p - N_o}{N_o} \quad (5.7)$$

und führt die Stromasymmetrie ein durch

$$\delta = I_p / I_o \quad (5.8)$$

so erhält man die korrigierte Asymmetrie aus (5.7):

$$\epsilon_{YY}^{\text{korr}} = p_Z \bar{p}_T A_{YY} = \frac{\epsilon_{YY} + 1}{\delta} - 1 \quad (5.9)$$

Die Stromasymmetrie δ bestimmt man wieder aus den Zählraten im Silberpeak der freien Spektren. Für die Silberpeakzählraten für den linken (L) und rechten (R) Detektor erhält man analog zu (5.5) und (5.6), wenn man beachtet, daß hier keine Koinzidenz vorliegt:

Strahl polarisiert:

$$\begin{aligned} N_P^L &= I_P \alpha_L (1 + p_{ZAg}^A) \\ N_P^R &= I_P \alpha_R (1 - p_{ZAg}^A) \end{aligned} \quad (5.10)$$

Strahl unpolarisiert:

$$N_O^L = I_O \alpha_L \quad N_O^R = I_O \alpha_R \quad (5.11)$$

Dabei ist A_{Ag} die Silberanalysierstärke. Sie wurde in einem zusätzlichen Experiment genau vermessen ¹⁶⁾ und kann als bekannt angesehen werden. Damit erhält man zwei Ausdrücke für die in Gleichung (5.8) eingeführte Stromasymmetrie

$$\begin{aligned} \delta_L &= \frac{N_P^L}{N_O^L} \cdot \frac{1}{1 + p_{ZAg}^A} \\ \delta_R &= \frac{N_P^R}{N_O^R} \cdot \frac{1}{1 - p_{ZAg}^A} \end{aligned} \quad (5.12)$$

Beide Ausdrücke müssen - da sie ein Maß für die gleiche Größe I_P/I_O sind - im Rahmen ihres Fehlers gleich sein. Sie können damit zur Kontrolle des Korrekturverfahrens angewandt werden. Für die in Gleichung (5.9) auftretende Stromasymmetrie δ wurde bei den Auswertungen der Experimente der Mittelwert obiger Größen $\delta = \frac{1}{2}(\delta_L + \delta_R)$ verwendet. Als typischen Wert für δ ergaben die Messungen $|1 - \delta| = 0.01$.

Die Strahlpolarisation konnte bei diesen Messungen exakt aus den Polarimeterzählraten gewonnen werden, da bei einer Doppelzählerauswertung der Zählraten für den linken Polarimeterdetektor N_P^L bzw N_O^L und den rechten Polarimeterdetektor N_P^R bzw N_O^R sich in diesem Fall die Größen α und I herauskürzen:

$$p_Z = \frac{1}{A_{\text{eff}}} \cdot \frac{r-1}{r+1} \quad r = \frac{N_P^L / N_P^R}{N_O^L / N_O^R} \quad (5.13)$$

A_{eff} ist die effektive Analysierstärke des Heliumpolarimeters.

5.2 Korrektur der Dosisabhängigkeit von γ

Die zweite wesentliche Korrektur, die an den Ergebnissen vorgenommen werden muß, ist die bereits erwähnte Dosisabhängigkeit des Proportionalitätsfaktors γ , der den Zusammenhang zwischen dem gemessenen inneren Feld und der Targetpolarisation vermittelt. Bevor das Verfahren zur Elimination dieses Effekts bei der Bestimmung von $A_{\gamma\gamma}$ beschrieben werden kann, muß auf die Bestimmung der mittleren Targetpolarisation während eines Schusses eingegangen werden. Es ist aus den Messungen bekannt (vgl. Abb. 10), daß die Targetpolarisation p_T exponentiell mit der Dosis D abnimmt:

$$p_T = p_{OT} \cdot \exp(-D/D_O) \quad (5.14)$$

wobei p_{OT} die Targetpolarisation vor dem Beschuß darstellt, D_O ist die $1/e$ - Dosis. Im Folgenden wird zur Vereinfachung der Index T weggelassen und am Endergebnis wieder angefügt. Da das Experiment in n Einzelschüsse unterteilt ist, ist die Gesamtdosis D_i nach dem i -ten Schuß gegeben durch die Summe der Einzeldosen d_j bei den Schüssen vorher:

$$D_i = \sum_{j=1}^i d_j \quad (5.15)$$

Setzt man dies in (5.14) ein, so erhält man für die Targetpolarisation nach dem i -ten Schuß $p_{n,i}$:

$$p_{n,i} = p_O \cdot \exp\left(-\frac{1}{D_O} \sum d_j\right) = p_{v,i} \cdot \exp(-d_i/D_O) \quad (5.16)$$

Dabei ist $p_{v,i}$ die Targetpolarisation vor dem i -ten Schuß, d_i ist die Dosis dieses Schusses. Für den Mittelwert der Targetpolarisation $\bar{p}_i$ während des i -ten Schusses gilt allgemein:

$$\bar{p}_i = \frac{1}{d_i} \int_0^{d_i} p_{v,i} \exp(-\tilde{d}/D_0) d\tilde{d} = p_{v,i} \frac{D_0}{d_i} (1 - \exp(-d_i/D_0)) \quad (5.17)$$

Experimentell kann man leichter das arithmetische Mittel der Targetpolarisationen vor und nach dem Schuß bilden:

$$\bar{p}_{i,am} = \frac{1}{2} (p_{v,i} + p_{n,i}) = \frac{1}{2} p_{v,i} (1 + \exp(-d_i/D_0)) \quad (5.18)$$

Ein Vergleich dieses Ausdrucks mit dem in (5.17) berechneten zeigt, daß man bei der Bildung des arithmetischen Mittelwerts einen Fehler macht. Zur Bestimmung dieses Fehlers betrachtet man die Reihenentwicklung von (5.17) und vergleicht mit (5.18):

$$\begin{aligned} \bar{p}_i &= p_{v,i} \left(1 - \frac{d_i}{2D_0} + \frac{d_i^2}{6D_0^2} - \dots \right) \\ \bar{p}_{i,am} &= p_{v,i} \left(1 - \frac{d_i}{2D_0} + \frac{d_i^2}{4D_0^2} - \dots \right) \end{aligned} \quad (5.19)$$

Unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung ergibt sich damit für die mittlere Targetpolarisation $\bar{p}_{T,i}$ beim i -ten Schuß:

$$\bar{p}_{T,i} = \bar{p}_{T,i,am} \left(1 - \frac{1}{12} \frac{d_i^2}{D_0^2} \right) \quad (5.20)$$

Wenden wir uns nun der Elimination der Dosisabhängigkeit von γ bei der Bestimmung von A_{YY} zu.

Für jeden Schuß i eines Experimentes am polarisierten Target erhält man - je nach der gewählten Strahlpolarisationsumschaltung aus (5.3) oder (5.9) - eine korrigierte Zählratenasymmetrie:

$$\epsilon_{YY,i}^{\text{kor}} = p_{Z,i} \bar{p}_{T,i} A_{YY} \quad (5.21)$$

$p_{Z,i}$ ist die bei diesem Schuß gemessene Strahlpolarisation. Setzt man hier (5.20) in Verbindung mit (5.18) ein, so erhält man

$$\alpha_i = \frac{\epsilon_{YY,i}^{\text{kor}}}{p_{Z,i}} = C_i^! A_{YY} (p_{T,v,i} + p_{T,n,i}) \quad (5.22)$$

wobei die Konstante $C_i^!$ gegeben ist durch

$$C_i^! = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{12} \frac{d_i^2}{D_o^2} \right) \quad (5.23)$$

Bei den Experimenten wird nun die Targetpolarisation - wie eingangs geschildert - nicht direkt gemessen, sondern statt dessen das innere Feld B_{int} . Aus ihm wird dann über die Beziehung $B_{\text{int}} = \gamma p_T$ die Targetpolarisation bestimmt. Die Messungen zeigten nun, daß γ dosisabhängig ist: $\gamma = f(D)$. Da bisher kein Modell existiert, um einen expliziten Zusammenhang zwischen γ und der Dosis herzuleiten, wurde für die Abhängigkeit $\gamma = f(D)$ eine Taylorentwicklung um $\gamma_o = \gamma(D=0)$ angesetzt:

$$\gamma(D) = \gamma_o \cdot (1 + aD + bD^2) \quad (5.24)$$

Setzt man dies unter Verwendung des Zusammenhangs zwischen Targetpolarisation und innerem Feld in (5.22) ein, so erhält man schließlich

$$\alpha_i = C_i A_{YY} \left\{ \frac{B_{\text{int},i-1}}{1 + aD_{i-1} + bD_{i-1}^2} + \frac{B_{\text{int},i}}{1 + aD_i + bD_i^2} \right\} \quad (5.25)$$

Dabei ist $C_i = C_i^! / \gamma_0$, $B_{\text{int},i-1}$ (bzw $B_{\text{int},i}$) das gemessene innere Feld vor bzw nach dem i - ten Schuß, D_{i-1} die Dosis vor, D_i die Dosis nach dem i -ten Schuß. γ_0 ist der berechenbare Wert für den Proportionalitätsfaktor zwischen innerem Feld und der Targetpolarisation für den noch nicht beschossenen Kristall.

Da das Experiment in n Einzelschüsse unterteilt ist, erhält man für jeden Kristall n Wertepaare (α_i, D_i) . Mit diesen Wertepaaren wird nun eine nicht-lineare Ausgleichsrechnung⁴⁶⁾ für die Konstanten A_{yy} , a und b durchgeführt, wobei die Größen α_i mit ihrem Fehler gewichtet sind. Die Ausgleichsrechnung gestattet es also, die Dosisabhängigkeit von γ durch die Bestimmung der Entwicklungskoeffizienten a und b zu korrigieren und damit A_{yy} für einen Kristall auf eine dosisunabhängige Weise zu ermitteln. Die Werte von A_{yy} , die in Tabelle 4 angegeben sind, sind die Ergebnisse solcher Ausgleichsrechnungen.

Um die unbekannte Dosisabhängigkeit von γ näher zu untersuchen, wurde die Ausgleichung für die drei Hypothesen:

- i) γ unabhängig von der Dosis
- ii) γ linear abhängig von der Dosis
- iii) γ quadratisch abhängig von der Dosis

untersucht. Die Ergebnisse der Ausgleichungen i) und ii) sind für einen Kristall in Abb. 14 dargestellt. Dort sind die bei jedem Schuß gemessenen Werte:

$$F_i^{\text{gem}} = \frac{\epsilon_{yy,i}^{\text{kor}} \cdot \gamma_0}{P_{Z,i} \cdot B_{\text{int},i}} \quad (5.26)$$

gegen die Dosis aufgetragen. Als Dosis während des Schusses wurde der Mittelwert der Dosis vor und nach diesem Schuß gewählt. Die gezeichneten Kurven sind die sich aus der Ausgleichung ergebenden Funktionen

$$F = A_{yy} / (1 + aD + bD^2) \quad (5.27)$$

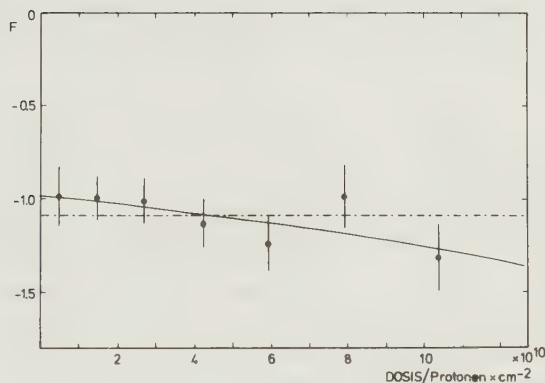


Abb. 14: Ergebnis der Ausgleichsrechnung zur Elimination der Dosisabhängigkeit von γ (vgl Text) für einen Kristall

Die gestrichelte Kurve gehört dabei zur Hypothese i), also $a = b = 0$, die durchgezogene Kurve zur Hypothese ii), also $b = 0$. Die zur Hypothese iii) gehörige Kurve fällt praktisch mit der durchgezogenen Kurve zusammen. Der quadratische Term bewirkt nur eine sehr kleine Modulation.

5.3 Bestimmung von A_{yy}

Im Rahmen der Ausgleichsrechnung ergibt sich auch die Möglichkeit, die drei Hypothesen auf ihren Wahrheitsgehalt mittels statistischer Methoden zu testen. Die Untersuchungen - sogenannter Hypothese-Test (S_H -Test) für nicht-lineare Ausgleichung ⁴⁷⁾ - ergaben für alle untersuchten Kristalle, daß auf einem Signifikanz-Niveau von $\alpha = 5\%$ nur die Hypo-

Tabelle 4

Ergebnisse für den Spinkorrelationskoeffizienten A_{yy}

mittlere Streu- ergie in	θ_{cm} in Grad	Target- nummer	mittlere Strahlo- larisation	Targetpolarisation		Koinzidenz- rate	A_{yy}
				vor	nach		
57 ± 0.11	90	1 ⁺	0.76	0.31	0.25	4000	-1.005 ± 0.101
		2 ⁺	0.72	0.56	0.26	6100	-1.019 ± 0.034
		3 ⁺	0.69	0.40	0.17	10400	-0.967 ± 0.057
		4	0.40	0.56	0.33	8100	-0.933 ± 0.136
		5	0.72	0.54	0.31	13100	-0.986 ± 0.040
		6	0.78	0.48	0.19	6400	-1.011 ± 0.119
		7	0.76	0.56	0.31	5200	-0.926 ± 0.080
		8	0.81	0.58	0.21	7100	-0.998 ± 0.059

Gesamtzahl der Koinzidenzen: 60400

$$A_{yy} = - 0.978 \pm 0.012 \quad ++$$

Bei diesen Experimenten wurde mit der Quellenumschaltung "up - down" gearbeitet, sonst "ein - aus"
Der angegebene Wert ist der Mittelwert aus den Einzelmessungen, der Fehler ist die Standardabweichung

these der linearen Abhängigkeit von γ von der Dosis zu akzeptieren ist, während die beiden anderen Hypothesen i) und ii) abzulehnen sind. Das bedeutet, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit bei den Experimenten sich die Abhängigkeit

$$\gamma = \gamma_0 \cdot (1 + aD) \quad (5.28)$$

als richtige erweist. Als Mittelwert der Ergebnisse für a aus den Ausgleichsrechnungen für die durchgeführten Experimente erhält man $a = (-0.204 \pm 0.135) \cdot 10^{-4} \cdot *$

Die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung mit der in (5.28) gegebenen Dosisabhängigkeit von γ für die eingesetzten Kristalle sind in Tabelle 4 dargestellt. Man findet dort ebenfalls die Koinzidenzzählrate, die bei einem Experiment gewonnen wurde. In Spalte 4 ist die mittlere Strahlpolarisation während des Experimentes dargestellt, in der Spalte 5 die Targetpolarisation vor dem Beschuß und die nach dem Experiment noch gemessene Restpolarisation. Die Streuenergie ist nicht die Primärenergie des Tandemstrahls, sondern die mittlere Energie der Strahlverteilung über dem Kristall. Der angegebene Fehler ist die Unsicherheit in der Strahlenergie auf Grund des Durchgangs des Strahls durch verschiedene Materialien vor Erreichen des Streuorts. Die Energieverschmierung, bedingt durch die Dicke des Kristalls, beträgt 0.18 MeV (vgl. Kapitel 4).

*) Als relatives Maß für die Dosis wurde die Koinzidenzzählrate gewählt.

6. Diskussion

Der in dieser Arbeit bestimmte Wert $A_{yy} = -0.978 \pm 0.012$ bei einer Laborenergie von 9.57 ± 0.11 MeV und einem Schwerpunktsstreuwinkel $\theta = 90^\circ$ stellt die bisher genaueste Messung für diesen Spinkorrelationsparameter im Niederenergiebereich dar. Er ist darüber hinaus direkt gemessen. Die in der Literatur häufig zitierten Werte der Gruppe aus Saclay⁴⁸⁾ sind aus Messungen des Verhältnisses A_{yy}/A_{xx} unter Verwendung von theoretischen Annahmen über Δ_{LS}/Δ_T gewonnen worden. Diese Werte können daher nicht als rein experimentell bestimmte Größen betrachtet werden⁴⁹⁾.

6.1 Vergleich mit Potentialmodellen

Unser Meßwert für A_{yy} wurde mit den Vorhersagen verschiedener Potentialmodelle bzw phänomenologischer Phasensätze für den Spinkorrelationskoeffizienten A_{yy} verglichen (siehe Abb. 15). Die Vorhersagen stammen aus der Multienergieanalyse von Arndt et al.⁹⁾ und aus Potentialen, die durchweg neueren Datums sind: das Graz - Potential⁵⁰⁾ ist ein nicht lokales, separables Nukleon - Nukleon Potential. Das Bonn - Potential^{51,52)} ist ein "one boson exchange" - Potential, welches auf dem Austausch von π , η , ρ , ω , σ und δ - Mesonen beruht. Der Unterschied in den beiden Versionen Bonn 75 und Bonn 76 liegt vor allem in der verschiedenen Wahl der Kopplungskonstanten. Das Paris - Potential⁵³⁾ verwendet für Reichweiten größer 0.8 fm den π und 2π Austausch, für den inneren Bereich rechnet es phänomenologisch. Es wird häufig als das derzeit beste Potential angesehen⁵⁴⁾. Die Meßpunkte bei höheren Energien (11.4 MeV und 19.15 MeV) stammen von der Saclay - Gruppe⁴⁸⁾. Es wurden die A_{yy} - Werte genommen, die die Autoren unter der Annahme $A_{xx}(11.4 \text{ MeV}) = -0.984$ aus den A_{yy}/A_{xx} - Verhältnismessungen errechneten.

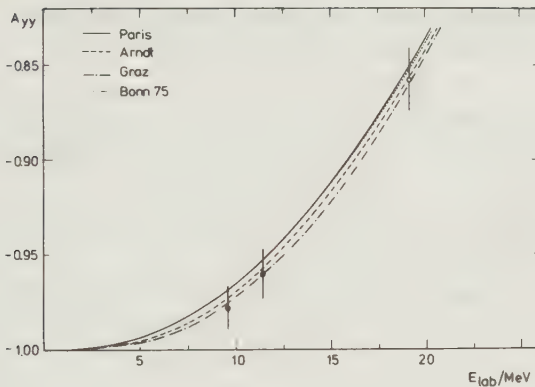


Abb. 15: A_{yy} - Werte bisheriger Messungen und theoretische Voraussagen (● = diese Arbeit)

Die Unterschiede in den Voraussagen für A_{yy} werden deutlicher, wenn man das Verhältnis

$$\alpha = \frac{1 + A_{yy}}{1 - A_{yy}} \quad (6.1)$$

betrachtet. Der Zusammenhang dieses Ausdrucks mit den Streuphasen ist in Gleichung (3.28) abgeleitet. In folgender Tabelle 5 sind die Werte für α für die verschiedenen Potentialmodelle, die Multienergieanalyse von Arndt et al.⁹⁾ und den Phasensatz von Hutton et al.³⁾ aufgelistet. Man beachte, daß die in Tabelle 5 aufgeführten Werte aller übrigen Autoren nur über den Umweg einer Streuphasenanalyse gewonnen werden konnten. Dagegen ergibt sich der von uns bestimmte Wert von α ganz unmittelbar aus dem in dieser Arbeit bestimmten Wert A_{yy} ohne zu Hilfenahme anderer p-p Streudaten. Die Größe α kann also als unmittelbarer Test auf die Gültigkeit der Voraus-

Tabelle 5

Vergleich dieser Messung mit den Voraussagen verschiedener Phasensätze

Die Größe α ist in den Gleichungen (6.1) und (3.28) definiert. Zu den verwendeten Phasensätzen vergleiche Abschnitt 6.1.

Laborenergie in MeV	α	Phasensatz
9.57	0.011 ± 0.006	diese Messung
10.0	0.009	Hutton et al. ³⁾
10.0	0.011	Arndt et al. ⁹⁾
10.0	0.010	Graz-Potential ⁵⁰⁾
10.0	0.013	Bonn 75 ⁵¹⁾
10.0	0.014	Bonn 76 ⁵²⁾
10.0	0.013	Paris-Potential ⁵³⁾

sagen betrachtet werden. Man sieht, daß die Meßgenauigkeit unseres Wertes um einen Faktor 2 bis 3 gesteigert werden müßte, um endgültige Aussagen über die einzelnen Phasensätze zu erlauben.

6.2 Streuphasenanalyse

Um den Einfluß des Meßwertes für A_{yy} auf die Streuphasen zu untersuchen, wurde bei 9.92 MeV eine Streuphasenanalyse durchgeführt. Dabei wurden als Datensätze die Wirkungsquerschnittsmessungen von Hegland ^{1,2)} bei dieser Energie, die Analysierstärkemessung von Hutton et al. ³⁾ bei 10.0 MeV und unser

Meßwert verwendet. Die 1S_0 - Phase, die 3P_j - Phasen und die 1D_2 - Phase wurden dabei als Fitparameter verwendet, alle höheren Phasen ($l > 2$) wurden entsprechend dem OPE - Modell festgehalten. Das Weglassen dieser Phasen beim Fit verschlechterte den χ^2 - Wert des Fits unwesentlich.

Die Ergebnisse des Fits sind zusammen mit den entsprechenden χ^2 - Werten sowie den abgeleiteten Größen Δ_C , Δ_{LS} und Δ_T in Tabelle 6 aufgeführt. Die angegebenen Fehler sind in der üblichen Weise aus der Fehler - Matrix abgeleitet. Die Phasen sind mit der Vakuumpolarisation korrigiert ⁵⁾, da die Wirkungsquerschnittsdaten in diesem Energiebereich im allgemeinen mit einer zusätzlichen Unsicherheit in der Absolutnormierung behaftet sind, wurde untersucht, wie sich eine Freigabe der Normierung auf den Fit auswirkte. Die Untersuchung ergab, daß die Freigabe der Normierung im wesentlichen auf die 1S_0 -, die 1D_2 - und die Δ_C - Phase Einfluß hat, während Δ_{LS} und Δ_T nahezu unverändert bleiben. Im weiteren wurde mit der nicht freigegebenen Normierung des Wirkungsquerschnitts gearbeitet. Die Daten von Hegland ^{1,2)} wurden denen von Jarmie et al. ⁵⁵⁾ vorgezogen, da sie genauer sind und mit den Resultaten von Imai et al. ⁵⁶⁾ übereinstimmen.

In Spalte 1 der Tabelle 6 sind die Ergebnisse des Fits für den Wirkungsquerschnitt von Hegland (I_{Heg1}) und die Analysierstärke von Hutton et al. (A_{Hut}) ohne unseren Meßwert dargestellt, in Spalte 2 die Ergebnisse, wenn der Spinkorrelationskoeffizient A_{yy} dazu genommen wird. In Spalte 3 der Tabelle sind zum Vergleich die Streuphasen von Hutton et al. ³⁾ bei 10.0 Mev aufgeführt. Man sieht, daß die Hinzunahme von A_{yy} nur eine leichte Änderung in den Δ_{LS} und Δ_T Phasen liefert. Unter Beachtung der angegebenen Fehler sind die Ergebnisse von Spalte 1 und Spalte 2 gleich. Vergleicht man den Streuphasenfit mit dem Phasensatz von Hutton et al. ³⁾, so erkennt man, daß die beiden Streuphasenanalysen im Rahmen des Fehler identisch sind.

Tabelle 6

Streuphasenanalyse

	$I_{\text{Heg1}}, A_{\text{Hut}}$	$I_{\text{Heg1}}, A_{\text{Hut}}, A_{yy}$	Hutton et al. ³⁾
1S_0	$55.27 \pm 0.04^\circ$	$55.27 \pm 0.04^\circ$	$55.38 \pm 0.15^\circ$
3P_0	$2.69 \pm 0.18^\circ$	$2.69 \pm 0.18^\circ$	$2.62 \pm 0.40^\circ$
3P_1	$-2.04 \pm 0.04^\circ$	$-2.04 \pm 0.04^\circ$	$-1.94 \pm 0.10^\circ$
3P_2	$0.66 \pm 0.03^\circ$	$0.66 \pm 0.03^\circ$	$0.64 \pm 0.09^\circ$
1D_2	$0.13 \pm 0.02^\circ$	$0.13 \pm 0.02^\circ$	----
χ^2	23.37	23.48	----
Δ_C	$-0.035 \pm 0.029^\circ$	$-0.033 \pm 0.029^\circ$	$-0.003 \pm 0.034^\circ$
Δ_{LS}	$0.313 \pm 0.034^\circ$	$0.336 \pm 0.034^\circ$	$0.31 \pm 0.11^\circ$
Δ_T	$-0.870 \pm 0.021^\circ$	$-0.843 \pm 0.021^\circ$	$-0.812 \pm 0.055^\circ$

Eine Übersicht der gemessenen Streuphasenkombinationen Δ_{LS}/Δ_T im Niederenergiebereich und einen Vergleich mit verschiedenen Streuphasensätzen findet man in Abb. 16. Der eingezeichnete Meßpunkt bei 6.14 MeV stammt von Bittner et al.⁷⁾, der Wert bei 9.92 MeV ist das Ergebnis der in dieser Arbeit durchge-

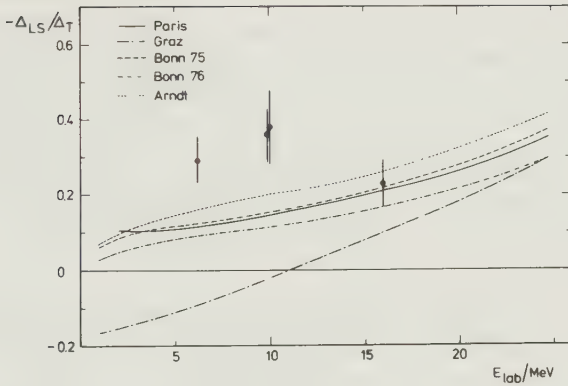


Abb. 16: Die Streuphasenkombination Δ_{LS}/Δ_T als Funktion der Energie.

fürten Streuphasenanalyse unter Verwendung des Wirkungsquerschnitts von Hegland ^{1,2)}, der Analysierstärke von Hutton ³⁾ und des in dieser Arbeit bestimmten A_{YY} - Wertes, der Punkt bei 10 MeV ist das Ergebnis einer Streuphasenanalyse von Hutton et al. ³⁾, dem Wert bei 16 MeV liegt die Streuphasenanalyse von W. Kretschmer ⁶⁾ der bei dieser Energie in Los Alamos ⁸⁾ gemessenen Analysierstärke zugrunde. Man erkennt, daß im Niederenergiegebiet alle Potentiale das Verhältnis von Δ_{LS}/Δ_T unterschätzen. Das Graz - Potential sagt sogar für $E \leq 11$ MeV eine repulsive LS - Kraft voraus. Es beschreibt jedoch die im Niederenergiegebiet dominierende Tensorkraft am besten, während die anderen Potentiale Δ_T um 20 - 40 % unterschätzen ⁶⁾.

Zusammenfassend kann man sagen, daß keiner der neueren Potentialansätze das Verhältnis Δ_{LS}/Δ_T im Niederenergiegebiet richtig beschreibt. Für eine genaue Untersuchung des Verhaltens der Kernstreuphasen Δ_C , Δ_{LS} und Δ_T wären deshalb

weitere Präzisionsmessungen in diesem Bereich nötig. Insbesondere bietet eine Messung von A_{xx} in Verbindung mit dem in dieser Arbeit gemessenen Wert A_{yy} die Möglichkeit, direkt - d.h. ohne Streuphasenanalyse - nach Gleichung (3.30) das Verhältnis Δ_{LS}/Δ_T zu bestimmen. Damit dieser Wert jedoch Aussagekraft über die Gültigkeit der einzelnen Potentialmodelle gewinnt, muß sein Fehler mindestens in die Größenordnung gebracht werden, die die Präzisionsmessungen der Analysierstärke als Fehler für Δ_{LS}/Δ_T liefern.

Zur Bedeutung der in dieser Arbeit vorgelegten Bestimmung von A_{yy} ist folgendes zu sagen: man kann nicht erwarten, daß ein einzelner Meßwert bestehende Streuphasensätze, die aus vielen Meßdaten gewonnen wurden, wesentlich verändert, insbesondere dann nicht, wenn der Meßwert "richtig" gemessen wurde, d.h. mit den übrigen Daten konsistent ist. Es ist aber bemerkenswert, daß eine von allen übrigen Messungen unabhängige Bestimmung des durch Gleichung (6.1) definierten Wertes α eine so gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen für diesen Wert ergibt, die sich aus einer Fülle andersartiger Messungen ableiten.

7. Ausblick

In dieser Arbeit wurde das Ergebnis von Spinkorrelationsmessungen am p-p System beschrieben und mit den Vorhersagen für verschiedene Potentialmodelle verglichen. Das polarisierte Protonentarget bietet darüber hinaus experimentelle Möglichkeiten zur Untersuchung des n-p Systems, falls die Zählraten eine vernünftige Meßzeit zulassen. Dieses Experiment hat den Vorteil, daß praktisch keine Strahlenschäden eintreten und damit der Fehler der Messung im wesentlichen nur von der Statistik abhängt. Insbesondere liefert solch ein Experiment unmittelbare Aussagen über den Mixingparameter ϵ_1 , der besonders sensitiv auf die Spinkorrelationskoeffizienten ist und eindeutig nur über solche Experimente festgelegt werden kann. Hier würde bereits eine relative Meßgenauigkeit von $\sim 5\%$ genügen, um z.B. ϵ_1 auf $\pm 1^\circ$ genau festzulegen.

Darüberhinaus bietet das polarisierte Target die Möglichkeit, das 3 - Nukleonen System mit $(\vec{d}, \vec{p})$ - Streuexperimenten mit vektor- und tensorpolarisiertem Strahl zu untersuchen. Die prinzipielle Durchführbarkeit derartiger Experimente ist in Vorversuchen durch die Erlanger Gruppe bereits gezeigt worden. Bei diesen Untersuchungen zeigte sich auch, daß man im Schwerpunktssystem eine Winkelverteilung der Spinkorrelationskoeffizienten zwischen 60° und 140° messen kann. Auch hier würde bereits eine relative Genauigkeit von 10% Aussagen über die verschiedenen Beschreibungen der 3 - Nukleon Wechselwirkung zulassen.

8. Literaturverzeichnis

- (1) P.M.Hegland, Thesis, University of Minnesota (1976)
- (2) P.M.Hegland, R.E.Brown, J.S.Lilley, J.A.Koepke, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 9
- (3) J.D.Hutton, W.Haeblerli, L.D.Knutson, P.Signell, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 429
- (4) W.Haeblerli, in Proc. Conf. on Nucleon-Nucleon Interactions, Vancouver, 1977, ed. D.F.Measday, H.W.Fearing and A.Strathdee (American Inst. of Phys., New York, 1978) p. 1
- (5) M.S.Sher, P.Signell, L.Heller, Ann. Phys. 58 (1970) 1
- (6) W.Kretschmer, Habilitationsarbeit, Erlangen (1979)
- (7) G.Bittner, W.Kretschmer, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 330
- (8) P.A.Lovoi, G.G.Ohlsen, N.Jarmie, C.E.Moss, D.M.Stupin, in Proc. IVth Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, ed. W.Grüber and V.König (Birkhäuser, Berlin, 1975) p. 450
- (9) R.A.Arndt, R.H.Hackman, L.D.Roper, Phys. Rev C15 (1977) 1002
- (10) G.G.Ohlsen, Rep. Prog. Phys. 35 (1972) 717
- (11) The Madison Convention, in Proc. Int. Symp. Polarization Phenomena Nucl. Reactions, 3rd, Madison, 1970, ed. H.H.Barschall and W.Haeblerli (Univ. of Wisconsin Press, Madison, Wisconsin, 1971) p. XXV
- (12) W.Haeblerli, Nuclear Spectroscopy and Reactions, Part A, ed. J.Cerny (Academic Press, New York and London, 1974) p. 151
- (13) H.Kuiper, Jahresbericht des Phys. Inst., Erlangen (1976)

- (14) D. Fick, Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen, Bibliographisches Institut, Mannheim, Hochschulschriften 755/755a (1971)
- (15) M.Eisend, Diplomarbeit, Erlangen (1977)
- (16) K.Frank, Doktorarbeit, Erlangen (1978)
- (17) M.H.MacGregor, M.J.Moravcsik, H.P.Stapp, Ann. Rev. of Nucl. Science 10 (1960) 291
- (18) L.Wolfenstein, J.Ashkin, Phys. Rev. 85 (1952) 947
- (19) M.J.Moravcsik, The Two Nucleon Interaction, Clarendon Press, Oxford (1963)
- (20) C.R.Schumacher, H.A.Bethe, Phys. Rev. 121 (1961) 1534
- (21) B.A.Robson, The Theory of Polarization Phenomena, Oxford University Press, Bristol (1974)
- (22) L.Puzikov, R.Ryndin, J.Smorodinsky, Soviet Physics JEPT 5, (1957) 436
- (23) H.P.Stapp, T.J.Ypsilantis, N.Metropolis, Phys. Rev. 105 (1957) 302
- (24) J.Raynal, Nucl. Phys. 28 (1961) 220
- (25) N.P.Klepikov, Soviet Phys. 17 (1963) 257
- (26) J.L.Gammel, R.M.Thaler, Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, Vol. V (1960) 97
- (27) J.M.Blatt, L.C.Biedenharn, Phys. Rev. 86 (1952) 399
- (28) J.Blatt, V.Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley and Sons, Inc., New York (1952)
- (29) P.Signell, Advances in Nucl. Physics, Vol 2, Plenum, New York (1969)

- (30) Streuphasenprogramm von W.Watari (unpublished), das uns von W.Kretschmer zur Verfügung gestellt wurde
- (31) S.Okubo, R.E.Marshak, Ann. Phys. 4 (1958) 166
- (32) D.Garreta, Proc. Int. Conf. on Polarized Targets and Ion Sources, Saclay, 1966, ed. Direction de la Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, Gif-sur-Yvette, 1967, p.283
- (33) K.Kutschera, H.Kuiper, D.Kröniger, B.Seidler, Nucl. Phys. A 183 (1972) 593
- (34) K.Kutschera, H.Kuiper, D.Kröniger, K.Frank, B.Seidler, Nucl. Phys. A 183 (1972) 601
- (35) P.Marmier, Kernphysik I, Verlag des Vereins der Mathematiker und Physiker an der ETH Zürich, Benzinger Einsiedeln/Zürich (1968) p. 57
- (36) Fortranprogramm SEMF, Michael Schöberl, Erlangen (1979)
- (37) M.Eisend, K.Frank, J.Kollmann, D.Kröniger, H.Kuiper, K.Kutschera, H.Obermeyer, B.Seidler, Nucl. Inst. and Meth. 140 (1977) 227
- (38) J.H.Feist, B.Kranz, G.Graw, H.löh, H.Schultz, H.Treiber, Proc. IVth Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nucl. Reactions, Zürich, ed. W.Grüber and V.König, Birkhäuser, Basel (1975) 855
- (39) R. Schmelzer, Zulassungsarbeit, Erlangen (1979)
- (40) E.Witzgall, Diplomarbeit, Erlangen (noch nicht veröffentlicht)
- (41) C.D.Jeffries, Dynamic Nuclear Orientation, Interscience Publishers, Inc., New York (1963)
- (42) A.Abragam, M.Borghini, Progress in Low Temperature Physics, Vol. IV, ed. C.J.Gorters, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1964) 384

- (43) T.J.Schmugge, C.D.Jeffries, Phys. Rev. 138A (1965) 1785
- (44) A.Abragam, M.Borghini, M.Chapellier, Compt. Rend. 255
(1962) 1343
- (45) H.Kuiper, Z.Physik 269 (1974) 379
- (46) Fortran-Programme DAR1 und DAR2, H.Obermeyer, Erlangen (1979)
- (47) W.C.Hamilton, Statistics in Physical Science, The Ronald
Press Company, New York, 1964, p. 137
- (48) P.Catillon, M.Chapellier, D.Garreta, Nucl. Phys. B2 (1967) 93
- (49) Diskussionsbeitrag von Slobodrian, in Proc. Int. Symp. Pola-
rization Phenonema Nucl. Reactions, 3rd, Madison 1970, ed.
H.H.Barschall, W. Haeberli (Univ. of Wisconsin Press, Madison,
1971) p. 660
- (50) L.E.Crepinsek, C.B.Land, H.Oberhummer, W.Plessas, H.Zankel,
Acta Phys. Austriaca 42 (1975) 139
- (51) K.Holinde, R.Machleidt, Nucl. Phys. A 247 (1975) 495
- (52) K.Holinde, R.Machleidt, Nucl. Phys. A256 (1976) 479
- (53) M.Lacombe, B.Loiseau, J.M.Richard, R. Vinh Mau, P.Pires,
R. de Turreil, Phys. Rev. D12 (1975) 1495
M.Lacombe, B.Loiseau, J.M.Richard, R.Vinh Mau, J.Coté,
P.Pires, R. de Turreil, Orsay IPNO/Th 78-46
R.Vinh Mau, Orsay IPNO/Th 78-41
- (54) K.Holinde, Few Body Systems and Nuclear Forces II, Lecture
notes in Physics, ed. H.Zingl et al. (Springer, Heidelberg,
1978), Vol. 87, p. 21
- (55) N.Jarmie, J.H.Lett, J.L.Detch, R.L.Hutson, Phys. Rev. C3
(1971) 10
- (56) K.Imai, K.Nishimura, N.Tamura, Nucl. Phys. A246 (1975) 76

Mein Dank gilt:

Dem Leiter der Forschungsgruppe Prof. Dr. H.Kuiper, der durch sein reges Interesse am Fortgang dieser Arbeit und seine ständige Bereitschaft, alle anstehenden Fragen zu diskutieren, wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Herrn Prof. Dr. J.Christiansen für sein langjähriges förderndes Interesse.

Den vielen Mitarbeitern der Gruppe "Polarisiertes Target" für die kameradschaftliche Mitarbeit bei der Durchführung der Experimente und für die Unterstützung bei anstehenden Problemen. Es waren und sind dies: Dipl.Phys. Dr. K.Frank, Dipl.Phys. B.Seidler, die Lehramtskandidaten R.Schmelzer, M.Krautwurst, M.Fentze und die Diplomanden E.Witzgall, W.Weiß, M.Schöberl und M.Geuder. Ohne ihre Hilfe wären die Experimente nicht durchführbar gewesen. Herzlichen Dank an dieser Stelle.

Herrn Dr. W.Kretschmer für die Überlassung des Streuphasenprogramms und für die Diskussionsbereitschaft über Fragen der Nukleon - Nukleon Wechselwirkung.

Den Herren Dr. Rüs Kamp, Dipl.Phys. Löh und Herrn Strasser für die Bereitstellung der polarisierten Ionenquelle.

Den Herren Muhr, Heimpel, Nickel, Harrer und Merkl, bei denen ich mich stellvertretend für die tatkräftige Unterstützung durch die Werkstatt und das technische Personal bedanken möchte.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Sach- und Personalmitteln zur Durchführung dieser Arbeit.

Lebenslauf

Horst Michael Wilhelm Obermeyer

geboren am : 16.11.1947 in Nürnberg

Eltern : Friedrich Obermeyer, Bundesbahnbeamter
und Ehefrau Liselotte Obermeyer, geb.
Muschweck

Familienstand: verheiratet seit 24.02.1972 mit Petra
Obermeyer, geb. Pankofer

Schulen : 1954 - 1958 Volksschule in Nürnberg
1958 - 1967 Willstätter Gymnasium Nürnberg

Wehrdienst : 02.10.1967 - 31.03.1969

Studium : 1969 - 1975 Studium der Physik an der
Universität Erlangen-Nürnberg

Prüfungen : 26.10.1971 Diplom-Vorprüfung in Physik
05.08.1975 Diplom-Hauptprüfung in Physik

Stellungen : 01.10.1975 - 31.10.1975 wiss. Hilfskraft
01.11.1975 - 31.12.1975 wiss. Angestellter
01.01.1976 - 31.01.1977 wiss. Hilfskraft
01.02.1977 - 31.01.1980 wiss. Angestellter
seit 01.02.1980 wiss. Hilfskraft

